

等高方法及其 在基本天体测量中的应用

李东明 徐家岩 罗定江 编著



科学出版社

P12
LDW

等高方法及其在基本 天体测量中的应用

李东明 徐家岩 罗定江 编著

77.29/17



科学出版社

1983

002584

内 容 简 介

本书比较全面地介绍了大地测量、实用天文和天体测量等领域内广泛应用的高等方法。首先叙述了等高方法的历史、使用的仪器及有关的基础知识，然后探讨了等高方法在地球自转监测或经纬度测量中的应用。书中还介绍了近二十年来我国在这方面取得的研究成果，并对等高方法今后的发展作了展望。

本书可供天文、大地测量、地球物理和航天工作等方面科技人员、大学有关专业的教师和学生阅读参考。

等高方法及其在基本 天体测量中的应用

李东明 徐家岩 罗定江 编著

责任编辑 夏墨英

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1983年7月第 一 版 开本：787×1092 1/32

1983年7月第一次印刷 印张：7 1/4

印数：0001—2,300 字数：163,000

统一书号：13031·2318

本社书号：3171·13—5

定价：1.15 元

前 言

在大地测量、实用天文和天体测量的领域内，等高方法是大家所熟知的。近年来，随着等高仪器的改进和新的特别是电子技术和计算机技术的广泛应用，等高观测方法不但在常规的时纬观测工作中起了重要作用，而且在星表工作的各个方面也显示了很大的潜力。

1970年巴黎天文台的 S. Débarbat 和 B. Guinot 合著“天文学中的等高方法”（有英文译本和俄文译本）一书，主要阐述了他们的工作和观点。这本书在某种程度上，可以说是当容等高仪所取得的成就的一个总结。

自1958年引进当容等高仪以来，我国各天文单位在等高观测方法实践中积累了大量的经验和成果。1971年和1974年，我国先后研制成功了Ⅰ型和Ⅱ型光电等高仪，成为世界上首先在天文台正式使用这种新型仪器的国家。在新的一代等高观测仪器研制和使用过程中，我们对等高观测方法也逐渐有了自己的一系列看法和体会。考虑到近十余年来这方面国内外重大进展，我们感到有必要编著本书，以期总结这方面已有的工作，并提出一些想法或展望。读者们可以看到，本书的取材、编写内容与重点和法文专著是有所不同的。

本书第五、六两章是李东明编著的；第一、七两章是罗定江编著的，第二、三、四章和附录一、二、三是徐家岩编著的。

本书主要供大地测量、天体测量以及有关专业的读者参考，也可供有关专业高年级学生学习参考。考虑到读者都已具有基础的球面天文、实用天文和基本天体测量的知识，所以

某些方面的叙述和论证已予简化，有的则以注释或附录的方式给以必要的介绍和推导，且每章后都附有参考文献。本书最后还列有“主要参考书目”，具有广泛的参考价值，以罗马数字编号在书中各章引用。

本书在编写过程中，曾先后以油印稿分送国内各天文单位有关同志审阅。他们提出了许多宝贵的意见和有益的建议，特在此谨表谢意。

限于我们的水平以及理论上和实践上的局限性，本书肯定还存在不少错误、疏漏和缺陷，欢迎读者批评指正。

著者

目 录

第一章 绪论	1
1.1 等高观测方法和仪器的发展	1
1.2 等高观测方法的特点及其应用	5
第二章 现代的等高观测仪器	10
2.1 国外现代等高仪的进展	10
2.2 中国光电等高仪的概况	16
2.3 II 型光电等高仪的光学、机械结构	22
1. 仪器的总体结构	22
2. 光学系统	22
3. 机械结构	25
2.4 光电等高仪的光电装置和记录系统	26
1. 交流光电装置	26
2. 记录系统	30
2.5 关于改进光电等高仪的一些讨论	34
1. 仪器口径和密封窗的放置	35
2. 减小天空背景光面积	36
3. 记录方法的现代化	37
4. 实现全自动化观测	38
第三章 等高观测方法	41
3.1 等高观测的一般概念和公式	41
3.2 等高观测的误差方程式	45
3.3 二阶项的影响和三角函数解法	50
3.4 若干系统改正	53
1. 曲率改正和加速度改正	53
2. 蒙气差改正	60
3. 焦平面位移改正	62

4. 周日光行差改正	63
5. 迟滞差改正	64
第四章 等高观测方法测定时间、纬度	71
4.1 世界时和纬度测定的意义	71
4.2 观测纲要的编选	75
4.3 误差方程式的行列式解法和最佳选星条件	80
4.4 内部平滑改正	84
4.5 组改正及其确定方法	87
1. 连锁法	89
2. 矩阵法	93
3. 观测量的变化用公式表示的确定方法	94
4.6 天文常数的误差的影响	95
1. 岁差和章动常数采用值的误差的影响	96
2. 周年光行差常数采用值的误差的影响	100
4.7 外部符合和长期稳定性	104
第五章 基本参考系和测定恒星位置的方法	114
5.1 基本的概念、子午方法和仪器	114
1. 一般情况	114
2. 星表的系统误差	116
3. 子午方法	118
4. 基本仪器	119
5.2 测定恒星位置的经典方法	124
1. 赤纬的绝对测定和相对测定	124
2. 赤经的绝对测定和相对测定	126
5.3 测定恒星位置的新方法、新技术	128
1. 射电干涉测量	128
2. 空间天体测量	130
3. 光学基本天体测量的进展	134
4. 各种方法的配合	136
5. 基本参考系工作的进展	139
6. 未来的参考系	140
7. 结束语	142

第六章 用等高观测方法建立基本位置系统的原理和方法	143
6.1 关于等高观测方法确定恒星坐标的原理	143
1. 基本公式	143
2. 特殊情况的应用	146
3. 观测的系统误差	149
4. 关于等高星表的性质	152
6.2 精度估算, 关于含天极等高圈的讨论	153
1. 观测偶然误差和测定的区界	153
2. 关于含天极等高圈的讨论	156
6.3 初始等高星表的综合	161
1. 赤经星表的综合	161
2. 赤纬星表的综合	166
6.4 绝对赤纬系统的建立	168
1. Крейнин 等人的工作	168
2. 两个实用的测定方法	169
3. “等高-方位”观测方法	172
6.5 关于等高仪星表观测工作的实施	175
1. 等高仪星表工作的进展	175
2. 关于星表观测的纲要	176
6.6 关于等高观测方法的发展远景	180
第七章 太阳系天体的观测	189
7.1 观测条件	190
7.2 观测方法	191
7.3 观测归算	193
7.4 观测结果	197
1. 火星	197
2. 木星	198
3. 土星	199
4. 天王星	200
5. 伽利略卫星(木卫)	200
6. 小行星	201

7. 太阳	201
8. 我国的观测	202
附录	204
一、恒星视位置的计算	204
1. 用电子计算机计算	204
2. 手算	207
二、误差方程的近似解法	212
三、光电等高仪的调整	216
1. 导星系统的调整	216
2. 主光路系统的调整	218
3. 参考信号的调整	221
主要参考书目	224

第一章 绪 论

1.1 等高观测方法和仪器的发展

观测不同高度的恒星，或者观测几颗相同高度的恒星来确定测点的位置，是很早以前就采用的一种方法^[1]。英文 *astrolabe* 一词原来指的就是古代用来目测天体高度的一种可携带的器件。为了和近代的等高仪器相区别，我们把这样的仪器叫做“星盘”。星盘有一个黄铜或其他金属铸造的圆盘，盘四周有刻度，盘面有指示一些亮星在不同时刻的高度的标记和其他装饰花纹，盘上端有小环，可使盘垂直悬挂在一个支架上，或用手提着。此外，还有一根目测照准杆固定在盘中央，并可随之而转动，用来指向所观测的星。从圆盘上的刻度和标记可直接求得观测时的时刻。这样的仪器相传是阿拉伯人所创造，但也有人认为是由公元前几世纪时希腊天文学家 Hipparchus 等人所发明。15 世纪的德国地理学家 Martin Behaim 把星盘用于航海以测定纬度；直到 18 世纪六分仪问世之前，星盘曾广泛用于航海中。

19 世纪初德国科学家 C. F. Gauss 对近代等高观测方法开始了理论探讨，并奠定了基础。其基本原理是，观测预先选定的三颗不同方位的恒星，记录它们到达某一固定而未知高度的瞬间时刻，从而建立三个条件方程式以求解三个未知量：时间（如测点的经度为已知）、纬度和天顶距改正。如一次观测记录三颗以上或更多的恒星，可用最小二乘法求得各个未知量的最或然值。这一方法从理论上来说是完善的，但要制造出适用的仪器以充分发挥其潜力，却不是轻而易举

的事。

直到 1879 年,美国天文学家 Chandler 才首次提到了一种等高仪。这种仪器有一个可绕水平轴活动的小望远镜,由放在水银面上的浮筒所支撑。水银面决定了垂线方向,望远镜的指向决定了观测的高度,整个装置可绕垂直轴转动。Chandler 在 1887 年的一篇论文里详细谈到了仪器的结构、观测和归算方法,并探讨了观测的精度和有关的几种系统误差。他给出的观测结果在时钟改正、纬度和天顶距改正的测定上的或然误差分别为 $\pm 0^{\circ}.045$, $\pm 0''.21$ 和 $\pm 0''.40$ 。在那个时候 Chandler 就已指出:用他所研制的等高仪(当时被称为 Almicantar)进行观测,如果已知时钟改正、纬度和天顶距改正,那就可以着手计算恒星位置的改正 $\Delta\alpha$ 和 $\Delta\delta$ 。Chandler 工作的结果表明:他观测得到的星表和当时柏林天文年历中的星表有很大的偏离;但和其他天文观测的结果,特别是格林尼治的子午观测结果有 75% 是符合一致的。可见等高方法和子午方法是可以相互媲美的。遗憾的是 Chandler 本人以后就忙于其他方面的研究,直到 1913 年底他去世以前,没有再在这方面取得更新的进展。

1892 年瑞士天文学家 M. Beck 开始着手 60° 棱镜等高仪的设计。他研制了一台叫做 Nadirinstrument 的等高仪。他在好几篇论文中谈到了如何把双折射棱镜用于等高观测,并考虑了三种可能的仪器结构。他的分析认为:观测结果的或然误差在时间上是 $\pm 0^{\circ}.08$, 在纬度上是 $\pm 0''.50$, 而单星精度约为角秒的数量级。

1900 年法国的 A. Claude 和 L. Driencourt 独立地完成了一项研究工作。他们制造了第一架近代样式的棱镜等高仪(prismatic astrolabe)。这仪器在原理上、结构上和观测方法上都已具有现代等高仪的模式。这一类仪器在以后的几十年里

陆续有一些或大或小的新产品问世。根据 Gougenheim 和 Chandon 的研究,其中最大一架仪器的观测精度在时间上是 $\pm 0^s.01$, 在纬度上是 $\pm 0''.15 \sim \pm 0''.20$ 。

对一台具有方位度盘的经纬仪加配以适当的棱镜和水银盘,就可以进行等高方法的观测。这在天文大地测量作业中有较多的应用。

美国的 Willis 在本世纪初发明了一种叫做摆式等高仪的仪器。他用一面悬挂式的金属镜面表示水平面。这是第一次不用水银面来确定垂线方向的尝试。但他的仪器没有用棱镜,只有一个星象,而且还要用一个秒级水准器作为辅助。这看来不完全适合高精度观测的要求。

上述几种棱镜等高仪在实现等高方法的观测上虽已迈开了一大步,但都还具有一些共同的基本弱点。最主要的是对每颗星的观测只能给出一次时间测量,这不但会加大了偶然误差,而且还不可避免地引进了绝对值相当大的人差。再则,在仪器的调节上,也要特别仔细,尤其是目镜调节的好坏会带来很大的影响。所以,相当长一段时期以来,棱镜等高仪只被应用于一般要求不很高的野外测量作业中。

1930 年英国人 Baker 设计研制了 45° 棱镜等高仪,观测高度为 45° 的恒星。这虽加大了大气折射的可能影响,却增加了一个观测点上可观测的星数。而物镜前的一组小棱镜可使观测者对于每一颗星在规定的 45° 高度上下各 $1'5$, $4'5$ 和 $7'5$ 处共得 6 次观测记录,有助于削弱偶然误差的影响。观测时纬的精度分别为 $\pm 0^s.05$ 和 $\pm 0''.30$ 。这个仪器虽还没有根本解决棱镜等高仪的主要问题,却为扩大等高仪观测范围开辟了一条新途径。

法国天文学家当容从本世纪 30 年代后期开始,经过长期的探索和试验,终于就经典的棱镜等高仪的主要问题取得了

针对性的突破。到 1950 年,在巴黎天文台成功地研制了一台叫做超人差棱镜等高仪的样机,取得很好的时纬观测结果^[1]。后来法国制成了 OPL 型号的超人差棱镜等高仪(通称当容等高仪)^[2]。有关这仪器的一些情况,将在本书第二章中做进一步的介绍。

这里还应该提到另一种也是应用等高方法原理研制的叫做拱顶仪(circumzenithal)的仪器。这仪器的历史可追溯到 1900 和 1905 年。当时, F. Nušl 和 J. J. Frič 在布拉格先后研制了两种类型的拱顶仪,并提出了一些观测和归算的方法。其中一种使用的是棱镜,另一种采用两面交叉的反射镜取代棱镜来决定观测的高度,但观测的高度都不够稳定。1922 年他们又研制了新的第三型拱顶仪。Gougenheim 和 Chandon 根据仪器在 1925—1927 年间的观测,得到其测时测纬的平均误差各约为 $\pm 0^{\circ}03$ 和 $\pm 0''12$ 。1930 年 Frič 成功地在 1922 年的拱顶仪上装上了超人差测微器。E. Buchar 在 1949 年研制了一种新型的超人差测微器。按作者本人在 1954 年第 5 届国际计时学会议上的报告指出:测时测纬的平均误差是 $\pm 0^{\circ}016$ 和 $\pm 0''18$,而高度的测定误差在 $\pm 0''05 \sim \pm 0''22$ 之间。1976 年 Buchar 又提出一种新的拱顶仪及其原理^[3],但还没有看到有关观测结果的报道。目前,在捷克斯洛伐克的布拉格和 Penný 各有一架拱顶仪在进行时纬观测。此外,1971 年德意志民主共和国 K. G. Steinert 也报道了在德累斯登工业大学研制的 90/1350 拱顶仪^[4]。1970 年的初步观测结果表明:单星精度为 $\pm 0''50$,测时测纬的精度各为 $\pm 0^{\circ}015$ 和 $\pm 0''18$ 。

随着等高仪器的不断改进和提高,使等高方法的特点得到日益充分的发挥。近 20 多年来,现代的等高仪在时纬等地球自转参数的测定方面已经和光电中星仪、摄影天顶筒一样

成为主要的天文光学观测仪器。在国际时间局 (BIH) 和国际极移服务 (IPMS) 等组织内,近年来一直有 15—20 台棱镜等高仪参加有关的世界时和地极坐标的测定。在我国的时纬工作中,上海天文台的 OPL No. 14, 北京天文台的 OPL No. 30 和武汉测量与地球物理研究所的 OPL No. 29 等三架棱镜等高仪也先后自 1957, 1961 和 1962 年起开始投入观测。一、二十年来,这三台仪器测时结果的长期稳定性比较突出;一直是我国综合时号改正数系统中结果最稳定的一批仪器。在我国地极坐标服务工作中,这三台仪器提供的资料也起着重要的作用。

1.2 等高观测方法的特点及其应用

我们先分析一下等高方法及其主要仪器——棱镜等高仪的特点,特别是对等高方法和子午方法作为基本天体测量观测的两种主要方法来加以比较。

子午方法的优点是原理简明:记录恒星中天的时刻,并测量其天顶距,就可以得到一颗星的赤经和赤纬。所得到的赤经值和等高方法的结果一样,还差一常量,这有待于春分点位置的确定;而赤纬则可通过上下中天的观测来绝对测定。后者是子午方法的一个特点,它较适合于高纬度地区的观测。然而也是很费事的,还不得不通过中间步骤——方位标或准直管等来测定某些仪器参数。这往往招致意外的麻烦。

与子午方法比较,等高方法测定星位原理较繁。为了得到一颗星的赤经、赤纬数值,一般需要对它东、西两次过等高圈进行观测。因而扩充星表速度受到一定的限制。但它有一突出的优点,就是特别适合修正全天或大区域性坐标系的不均匀性。一般工作在天顶距 30° 的棱镜等高仪观测两小时就可联系赤经相差 4~6 小时以上恒星。对于工作天顶距为

45°的等高仪其效果更是明显。这种不均匀性要用子午方法在赤经上逐小时地观测来修正是很难奏效的。何况这很可能是过去百年来基本星表是由子午观测所唯一决定的一种后果。

从方法的几何意义上来说，等高观测方法能观测给定等高圈上各个方位的恒星，从而确定这一整圆的极及其半径，这显然有利的。子午方法的观测往往局限于整个子午圈的一小部分弧段。只在良好条件下，中天观测的弧段才可以更长些。

虽然等高方法原理上较繁，但就所用的等高仪器本身来说，却比较简单。它可以采用地平式反射光学系统，这就有可能大大增加仪器口径。而仪器系统的稳定性不那么容易受到环境条件改变的影响。在设计 and 制造良好的棱镜等高仪上只有一个仪器常数，即决定等高圈高度的棱角值。在新型的全瞳孔等高仪和光电等高仪中所采用的角镜系统能更好地保持这一仪器常数的稳定性。而子午仪器的好几项仪器常数都是比较难以控制或测定的。就一颗星的观测来说，子午仪器相对于垂线的位置都是变动的，特别是镜筒暴露在温度多变的情况下，其变形和弯曲往往不对称于子午面，所造成的影响是极难精确估计的。

法国制造的 OPL 型棱镜等高仪虽在时纬的测定上大显身手，但在一旦需要深入到基本星表的工作领域中去的时候，就看到了它的明显不足。对于固定台站的棱镜等高仪，在整个可观测天区内，赤经和赤纬都有一定的限制。此外，目视观测仪器的劳动强度大，一般两组观测需要工作 5 小时，而星表工作常常要求 6 小时以上的连续观测，这在目视观测仪器上是很难做到的。由于这种种原因，国际上建立等高观测链以形成几乎覆盖全天的等高星表的建议，一直没能实现。

为了改进当容等高仪以适合更广泛的用途，60 年代以来，芬兰的 Y. Väisälä^[5]，英国的 D. V. Thomas^[6] 和德意

志民主共和国的 Höpfner^[7] 等先后提出过一些建议, 主要是着眼于用反射式角镜组来代替棱镜。特别值得提到的是, 早在 1958 年受到光电记录方法在中星仪上的成功经验的启发, 上海天文台^[8] 和巴黎天文台^[11] 各自独立地提出了把光电记录方法应用于等高仪的设想和考虑。

1963 年, 北京天文台李东明把星象通过固定视栅的光电记录方法应用于等高方法的双星象情况, 讨论了一些有关理论, 取得了肯定的结果^[9], 其原理如 18 页所述。这引起了我国天体测量界的极大重视。1968 年底, 由上海天文台、北京天文台和南京天文仪器厂等单位抽调部分专业人员联合组成了光电等高仪研制组, 并开始在南京天文仪器厂研制具备我国自己特色的光电等高仪。1971 年研制成一台样机, 称为 I 型光电等高仪^[10], 经过在上海天文台试测一段时间之后, 安装在陕西天文台^[11], 以后又研制了三台 II 型光电等高仪^[12], 先后于 1974, 1975 和 1976 年安装在上海、北京和云南三天文台。在上海和北京两天文台^[13,14], II 型光电等高仪和原有的当容等高仪都曾平行观测过一段时期, 在各个精度指标上, 光电等高仪都有比较显著的效果。特别是仪器等高圈的稳定性提高了一倍多, 同时由于实现了对观测仪器的遥控和观测记录过程的自动化, 既避免了观测者和附属设备作为热源的存在, 又大大减轻了观测者的劳动强度。这些都特别有利于用等高方法开展星表工作。当然, II 型光电等高仪也还存在一些明显的不足, 在使用过程中也发现了一些问题, 有待于今后改进。

关于法国和日本的光电棱镜等高仪的研制情况, 我们将在第二章中介绍。

不久以前, 芬兰的照相等高仪的结构和初步的纬度观测结果发表在欧洲的“天文学与天体物理学”杂志上^[15]。仪器在光学机械结构和记录方法上均有其特点, 但要取得更好的结

果,可能还要有一个过程.

* * *

自从当容等高仪问世以来,首先在时纬的测定上起了很好的作用.随着观测精度的提高,研究工作的深入,等高观测结果有了更广泛的应用:在研究光行差和章动等天文常数方面取得了初步的结果;对基本星表的系统改正或个别位置改正做出了较好的成绩;在观测太阳系天体以确定基本参考系的原点方面正在积极开展工作;有计划地观测射电星将在加强射电天体测量和基本天体测量的联系方面做出贡献;研究观测站及其附近的地球物理因素的变化不但与提高观测精度本身有关,还有可能为监测垂线的异常变化提供有用的信息,并探讨它和地震的关系.所有这些都表明等高方法是可以有广泛的应用,而等高仪器本身也必须采用最新的技术成就不断予以改进,才能更好地适应它的使命.

在基本星表方面,等高方法的观测和子午观测一样,必须考虑到目前射电天体测量和空间天体测量的发展来互相配合,并充分发挥自己的长处.为了建立从亮星到暗河外射电源的全天基本参考系,就要首先开展亮射电星的观测,同时要积极研制能和最新的子午环一样观测暗到 11—13 等的天体的等高仪器.如利用适当的自准直方法来监测角镜组水平的变化,就可以更充分地利用物镜的聚光能力,再加上光子计数等终端技术,完全可能利用口径不大(如 20—30 cm)的仪器达到观测暗星的目的.如采用双角镜系统或在含天极在内的等高圈上观测,就可以避免等高方法在赤纬测定上所存在的盲区.设想一架等高圈的天顶距为 30° 和 45° 的新型光电等高仪在北纬和南纬 25° 和 50° 附近各进行两三年的观测,十年之后即可获得一个覆盖全地球、直到 11—13 等暗星的全天等高星表.这对基本天体测量学将是一个不小的贡献.

采用双角镜系统还非常有利于太阳系天体和某些特殊天体的观测。近年来,火星、木星、土星、天王星、一些亮小行星和太阳都已是一些等高仪的重要观测对象了。但仍只有在法国 Grasse 的当容等高仪配备了三组角镜,在 30° 、 45° 和 60° 三个等高圈上来观测太阳。由于仪器本身的限制以及太阳系天体的位置的迅速变化,使等高观测受到很大的局限性,不利于做系统的研究分析。配备两个以上角镜系统的等高仪在这方面将会带来大的突破。

空间天体测量在本世纪 90 年代初期将可能为我们带来一批精度高而星等暗的恒星的相对星位、自行和视差的数据。这是一批可贵的资料,但还不是绝对星表,也未必能和射电天体测量进行可靠的联系并进而取代地面的观测;此外还留下黄道附近一大批星需要继续观测。所以,以地面为基地的天文光学观测还有很多工作要做。这方面,等高方法和子午方数据都将发挥各自的特长,互相配合,开展工作。

参 考 文 献

- [1] A. Danjon et al., *Compte Rendu, Paris*, **237** (1953), 281.
- [2] A. Danjon, *Bull. Astron.*, **21** (1958), 323.
- [3] E. Buchar, *Wiss. Z. der Techn. Univ. Dresden*, **25** (1976), 907.
- [4] К. Г. Штайнерт, *Изв. Высших Учебных Заведений Геод. и Аэрофотосъемка*, №5, 1971.
- [5] Y. Väisälä, *Astronomia-Optika Institucio, Universitato de Turku, Finlande, Informo*, No. 21, 1961.
- [6] D. V. Thomas, *IAU Symp.*, No. 32, 21, 1967.
- [7] J. Höpfner, *Wiss. Zeit. Techn. Univ. Dresden*, **21** (1972), 614.
- [8] 全和钧, 1959 年, 上海天文台资料.
- [9] 李未明, 1963 年, 北京天文台资料.
- [10] 光电等高仪研制组, 科学通报, No. 5, 216, 1973.
- [11] 陕西天文台一室, 天文学报, **16**, 104, 1975.
- [12] 光电等高仪研制组, 天文学报, **16**, 115, 1975.
- [13] 上海天文台一室等高仪组, 天文学报, **17**, 27, 1976.
- [14] 鲁礼志等, 北京天文台台刊, No. 2, 59, 1979.
- [15] A. Niemi et al., *Astron. Astrophys.*, **80** (1979), 174.

第二章 现代的等高观测仪器

2.1 国外现代等高仪的进展

第一章较系统地介绍了等高仪器和方法发展的历史，这里仅简要地介绍几种典型的现代等高仪器，并着重介绍我国研制的光电等高仪。

前一章已指出，三星等高法于十九世纪初由高斯首先提出，二十世纪初法国人 A. Claude 和 L. Driencourt 制造了 60° 棱镜等高仪，并发展了多星等高观测的误差理论和计算方法。这种等高仪由一架地平望远镜、等边棱镜和水银盘组成。其工作原理如图 2.1：进入望远镜的星光有两束，一束 (R) 直接由等边棱镜的下表面反射，另一束 (H_g) 经水银面反射。如果等边棱镜的前棱角严格地等于 60° ，不难证明，当恒星的地平高度 $h = 60^\circ$ 时，由棱镜上下表面反射的二束光互相平行。因此，它们在物镜的焦平面上形成的两个象 H_g 和 R 互相重合(图 2.1 之 b)。重合的时刻，就是恒星过仪器等高圈的时刻。在此时刻之前或之后，恒星的高度 $h \neq 60^\circ$ ，由棱镜出来的二束光并不平行，在焦平面上，两个象也不重合，它们将相向或相背运行(图 2.1 之 a 和 c)。

这种经典式的棱镜等高仪，结构简单，易于制造。由于采用水银地平 and 双象记录，仪器等高圈始终参考大地水准面，仪器制造误差对观测结果的影响较小。但由于它有两个根本性的缺点，限制了观测精度的提高和仪器的实际应用。其一，只有一次观测记录，记录时刻受偶然误差影响太大。其二，由图 2.1 之 b 容易看出，当仪器的焦距变化或眼睛的调焦位置发生

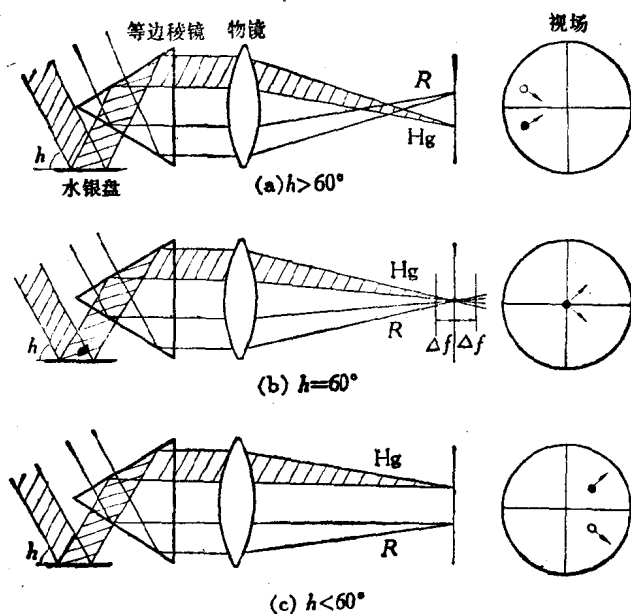


图 2.1

移动时，观测到的天顶距就随之变化。若焦距或调焦位置变化 Δf ，由此引起观测天顶距的变化 Δz 近似等于：

$$\begin{aligned}\Delta z &= \frac{1}{2} \cdot \frac{D}{2f} \cdot \frac{\Delta f}{f} \\ &= \frac{1}{4} \cdot \frac{D}{f^2} \cdot \Delta f\end{aligned}$$

如以 $D = 100\text{mm}$ ， $f = 1000\text{mm}$ ， $\Delta f = 0.2\text{mm}$ 代入上式，则得 $\Delta z \approx 1''$ 。可见这一误差足以使仪器失去精密测量的价值而只能用于野外低精度测量。

其后许多年来，不少人都着手研究改进，试图克服上述缺点，但效果都不显著。直到本世纪 30 年代后期，法国天文学

家当容建议把双折射渥拉斯顿 (Wollaston) 棱镜安置在光轴上, 并通过一段漫长时间的试验, 终于获得成功。巴黎天文台于 1950 年制成了第一架包括有渥拉斯顿棱镜在内的接触测微器的等高仪样机, 口径 60mm, 焦距 700mm。1952 年安装并开始试测。由于观测结果非常好, 由法国巴黎拉微尔精密光学仪器厂 (OPL) 负责定型生产, 定名为 OPL 超人差棱镜等高仪或称当容等高仪。在 1957—1958 年国际地球物理年中, 新仪器受到了重视, 迅速得到了推广。现在世界上各个国家正在使用的当容等高仪约有 30 架, 它们在地球自转、极移等地球自转参数的观测研究工作中起到重要的作用。

当容等高仪之所以获得成功, 一是继承了经典等高仪的优点, 二是采用渥拉斯顿棱镜等组成测微器, 成功地克服了经典等高仪的两个缺点。

渥拉斯顿棱镜是由光轴互相垂直的两种晶体组合而成, 一束自然光通过它分解为对称于原入射方向的两束偏振光, 二者之间的夹角 θ 等于它的分解角。如果恰当地选择渥拉斯顿棱镜的分解角, 使它等于在焦平面上 H_g 和 R 二光束之间所形成的夹角 ω (见图 2.2), 将这样的渥拉斯顿棱镜置于物镜的焦平面上以后, 进入它的二束光 H_g 和 R 便分解为四束光, 其中的二束光 R_2 和 H_{g1} 互相平行或重合。当恒星天顶距与等高圈天顶距相差 $\pm \Delta z$ 时, 只需将渥拉斯顿棱镜分象面移

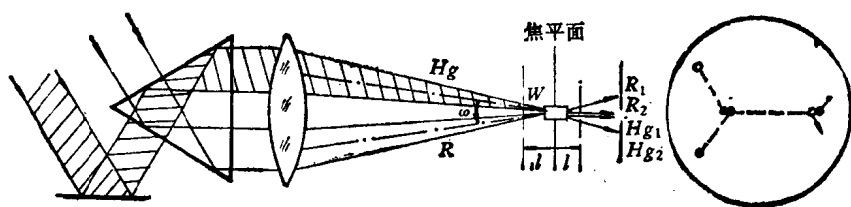


图 2.2

开仪器焦平面 $\pm l$ 的距离，仍可使 R_2 和 H_{G1} 两象接近平行或重合。因此，借助于它可消除调焦不准的误差；而在操纵渥拉斯顿棱镜运动的丝杆上装设接触测微器时，便能实现恒星过等高圈前后的多次记录。这样就有效地克服了上述两个缺点。

超人差棱镜等高仪的主光路系统如图 2.3 所示。

等边棱镜的边长 100mm，三个侧棱长 80mm，前棱角与 60° 之差在 $2''$ 以内。物镜是消球差的，口径 100mm，焦距 1000mm。渥拉斯顿棱镜分象面的平均位置在物镜的焦平面上，其相对于焦平面的运动范围为 $\pm 60\text{mm}$ ，记录区为 $\pm 30\text{mm}$ ，丝杆转动 ± 12 周，对应天顶距的变化约 $\pm 2'.5$ 。

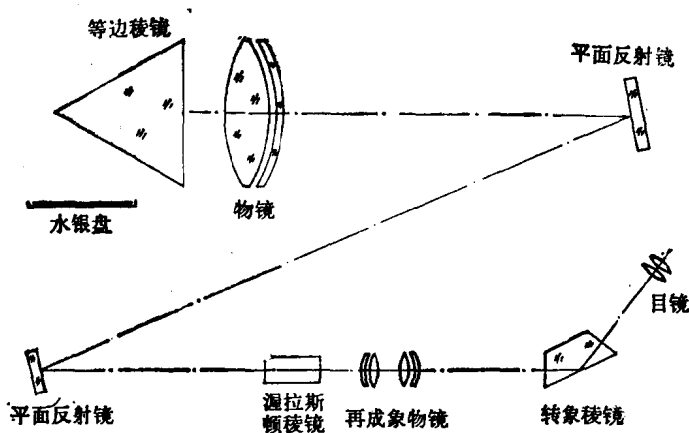


图 2.3

渥拉斯顿棱镜的运动应与恒星天顶距变化速度成正比，过等高圈前后恒星天顶距随时间的变化[参见(3.21)式]为

$$\frac{dz}{dt} = -\cos \varphi \sin A$$

因此，要求渥拉斯顿棱镜的运动必须与 $\cos \varphi$ 和 $\sin A$ 符合。

前者通过调节与马达主轴相接触的摩擦盘的工作半径来实现,后者通过一套齿轮系统控制另一摩擦盘的工作半径,使其随 $\sin A$ 变化而实现。观测记录时,观测者通过手轮还可以调节棱镜的运动速度,以弥补马达转速和传动系统的误差,使二星象保持精确重合(或处于同一水平高度上)。

由于超人差棱镜等高仪设计和制造的成功,20多年来,它在时间、纬度服务中做出了重要贡献,其结果的精度几乎可与享有很高声誉的 PZT 竞相媲美。第四章表 4.5 a, b 所列之值可部分地说明这一点。

然而,尽管如此,超人差棱镜等高仪还存在着某些缺陷。观测结果分析表明,等边棱镜的热稳定性较差。其棱角值在一个晚上随着外界温度的下降有系统变大的趋势,反映在观测天顶距组间差的闭合差上,该数值常达 $1''$ — $2''$ 。星象经渥拉斯顿棱镜分象后,能量损失一半,星象质量变坏,既降低了观测星等,又使观测结果产生了人差。由于夜间气温下降对等边棱镜所产生的不良影响,使其尺寸不宜增大,从而限制了物镜口径的增加。仪器焦平面位置经常在变化,自准直法难以完全测出其真实位置,对于以上下瞳孔方式入射的光束,仍会引入误差。所有这些问题的存在,严重地限制了仪器观测精度的提高和极限星等的增加,阻碍了等高方法和仪器在基本天体测量工作中的应用和发展。

六十年代以来,不少国家的天文台都曾试图针对超人差棱镜等高仪的上述缺陷进行改进。七十年代初以来,用光电方法取代目视观测获得了显著的成效。

巴黎天文台为研制光电等高仪,于1970年对超人差棱镜等高仪进行了两项重要的改进。其一,将上下瞳孔改为全瞳孔;其二,用微晶玻璃平板和金属框架组成的角镜组取代等边棱镜(见图2.4)。角镜架两侧的平面镜, A 为半反射、半透

射镜, B 为反射镜. 新角镜在当容等高仪上的观测结果表明, 仪器等高圈的稳定性和单星观测精度均有明显提高^[1].

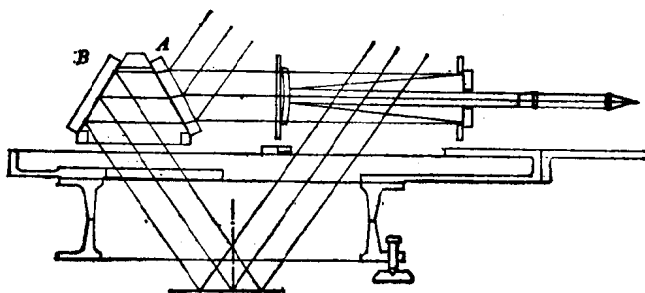


图 2.4

在此基础上, 法国研制出了光电等高仪(图 2.4), 采用马克苏托夫型望远镜和光子计数方法. 新仪器已于 1978 年秋安装完毕, 1979 年又做了某些局部改进, 1981 年开始试观测.

英国格林尼治天文台 Thomas 也提出过观测 45° 等高圈的设想. 其方案建议用前棱为 135° 的反射角镜代替等边棱镜, 仪器口径可增加至 25cm, 极限星等可达 8^m. 反射角镜用微晶玻璃材料制作, 它能提供稳定的等高圈天顶距 (约 $0''.01$).

日本在 60 年代中期就制成了野外用的小型光电等高仪 ($D = 60\text{mm}$, $f = 800\text{mm}$), 叫做坪川等高仪. 短期的试验性对比观测表明, 其观测精度与水泽纬度观测所的当容等高仪相当. 在此基础上, 1971 年又提出了天文台用的全自动光电等高仪^[2]. 该仪器原理与坪川等高仪相同, 但能按预定程序工作, 即观测系全自动化. 预计 1983 年左右投入使用. 仪器的光学原理如图 2.5 所示.

日本式光电等高仪的特点是: 只有一个星象, 光力利用

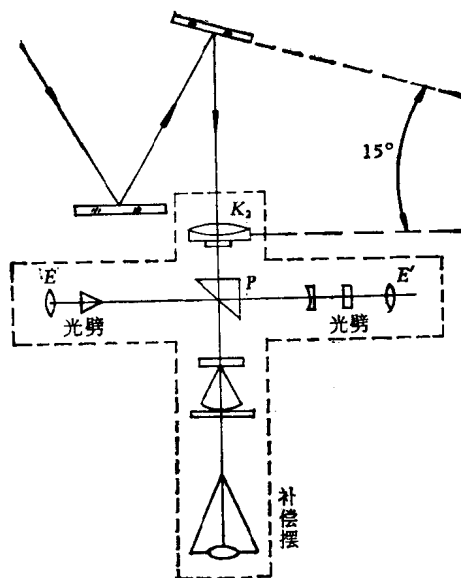


图 2.5

较充分;采用伺服跟踪方法,天空背景面积较小,迟滞差影响可忽略。但观测天顶距是两平面镜之间夹角的 2 倍,这或许会使等高圈天顶距的稳定性降低。

虽然不少国家的天文台都在提出或设计光电等高仪,但首先在天文台投入实际使用的还是我国研制的光电等高仪。以下几节着重介绍中国的光电等高仪。

2.2 中国光电等高仪的概况

在第一章已经简要地介绍了我国光电等高仪酝酿的过程和研制的情况。这一节主要介绍仪器本身的原理、特点,下面两节着重介绍仪器的主要组成部分。

I 型光电等高仪是光电等高仪研制组研制的我国第一台光电等高仪样机,于 1971 年出厂,其口径为 150mm,焦距

1800mm.

I 型光电等高仪采用 60° 的三角形铸铁架和置于其前后的两块平面镜组成的角镜组 (图 2.6) 来取代当容等高仪物镜前的等边棱镜。由于铸铁和普通玻璃的温度系数都较大, 当夜晚气温下降时, 角镜架上下及内外温差造成铸铁架角度变化和平面镜弯曲, 致使仪器等高圈天顶距和焦点位置也随之变化。为克服这一缺陷, 只好在仪器内部进行通风, 以消除或削弱上述温差的影响, 因而又必须在水银面上加盖薄的平行平面玻璃板, 以防尘和防风。采用这种临时性措施以后, I 型光电等高仪就获得了良好的观测结果。

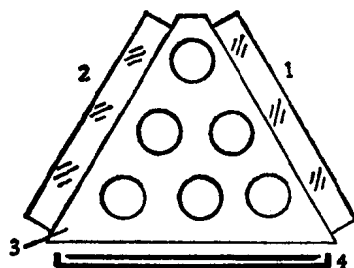


图 2.6

- 1. 直接反射像平面镜。
- 2. 水银反射像平面镜。
- 3. 角镜架。
- 4. 水银盘。

I 型光电等高仪出厂交付使用以后, 研制组的设计人员在此基础上总结经验, 找出主要问题, 提出改进措施, 于 1972 年开始设计 II 型光电等高仪, 并于 1974 年加工完毕。先后出厂三台, 分别安装在上海、北京、云南三个天文台。

下面简单介绍一下光电等高仪的原理, 初步结果和仪器结构的特点^[3]。

在 I 型和 II 型光电等高仪的光电装置中都采用了固定记录栅式的光电记录方案。星过记录栅的记录原理可用图

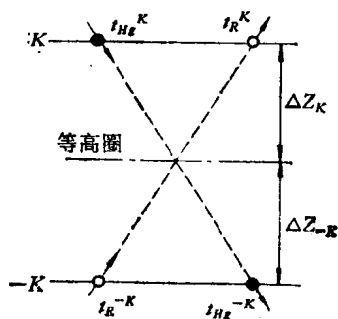


图 2.7

2.7 表示。设想一理想记录栅置于仪器焦平面上，图中的中央横线为等高圈的投影，两星象 Hg 和 R 分别过第 K 和 -K 刻线的记录时刻为 $t_{Hg}^K, t_{Hg}^{-K}, t_R^K, t_R^{-K}$ 。假定在记录过程中，量 Δz_K 和 Δz_{-K} 不变（即等高圈在记录栅上的投影位置不变），则

星过等高圈时刻 T 可由下式得到（暂不计二次项改正）：

$$T = \frac{1}{4} (t_{Hg}^K + t_R^{-K} + t_{Hg}^{-K} + t_R^K)$$

在记录过程中，等高圈在记录栅上投影位置不变的要求并非严格。这是因为，在实际调试中， $\Delta z_K \doteq \Delta z_{-K}$ ，记录时刻 t_{Hg}^K 接近 t_R^{-K} ， t_{Hg}^{-K} 接近 t_R^K 。从图 2.7 容易理解，只有在记录时刻 t_{Hg}^K 与 t_R^{-K} （以及 t_{Hg}^{-K} 与 t_R^K ）之间，等高圈在记录栅中位置的任意变化才给上式引进记录误差。但当记录次数较多时，这种情况可当作偶然误差处理。由于这一特点，虽然在记录过程中，仪器在方位上作自动跟踪，但也无需对导轨的平度和主望远镜光轴的稳定性提出过高的要求。因而仪器的设计和加工都容易获得成功。

几年来的使用结果表明，I 型、II 型光电等高仪的观测精度都很高，仪器性能稳定。这个事实可以通过下面两个表列的具体数字来说明。

表 2.1 给出上海天文台 II 型光电等高仪 (ZPA-II) 在 1974.9—1975.9 期间和该台原有超人差棱镜等高仪 (ZA,

表 2.1

	$\bar{\sigma}$	m_u	$\bar{m}_{\Delta u}$	$E_{m u}$	m_{φ}
ZPAII	$\pm 0''132$	$\pm 0:0058$	$\pm 0:0050$	$\pm 0:0025$	$\pm 0''054$
ZA	.206	.0069	.0069	.0030	.070

	$\bar{m}_{\Delta \varphi}$	$E_{m \varphi}$	$S_{\Delta z}$	$\bar{m}_{\Delta z}$	
ZPAII	$\pm 0''070$	$\pm 0''020$	$-0''130$	$\pm 0''062$	
ZA	.093	.029	$+1''.665$.159	

$\bar{\sigma}$: 单星误差的年平均值。

$\bar{m}_{\Delta u}$, $\bar{m}_{\Delta \varphi}$, $\bar{m}_{\Delta z}$: 时间、纬度、天顶距组间差的一次测定误差。

$E_{m u}$, $E_{m \varphi}$: 测时、测纬半月平均点的年波动。

m_u : 单组测时结果的外部符合。

m_{φ} : 一晚测纬结果的外部符合。

$S_{\Delta z}$: 天顶距组间差的闭合差。

OPL, No. 14) 采用同一观测纲要平行观测一年所得结果的比较^[4]。由表列数字可以清楚看出,在测时、测纬结果的内部精度、外部精度和等高圈天顶距的稳定性等各项指标上,II型光电等高仪都超过了该台的超人差棱镜等高仪。后者多年来一直是国内外同类仪器中工作很好的仪器。

表 2.2 给出 I 型、II 型光电等高仪测时结果的年波动与国内原有的三架超人差棱镜等高仪同期结果的比较^[5]。从表列数字可以看出,几年来 I 型、II 型的测时结果也是相当令人满意的。

II 型光电等高仪之所以取得了这样显著的成效,最关键的因素有以下两个方面:

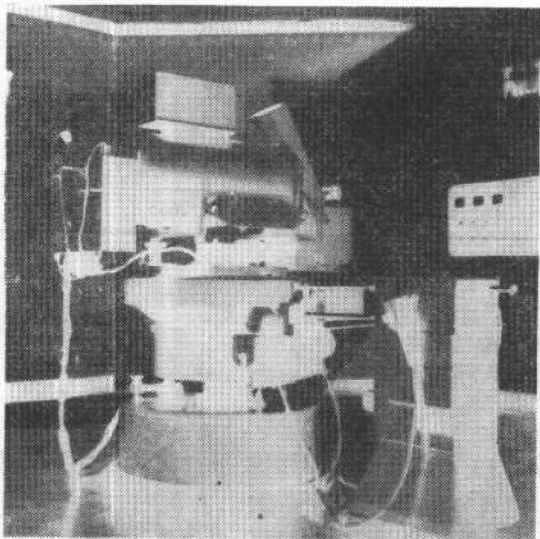
(1) 具有高稳定性的新颖的角镜组,采用左右水平瞳孔的方式。

(2) 采用交流光电信号转换和放大装置,同时记录双象。

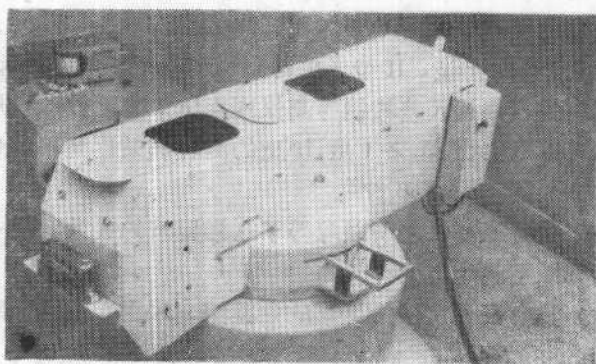
其次,下列几个方面的因素对于观测精度的提高也是很

重要的:

(1) 主望远镜采用卡塞格林型的 $R-C$ 反射系统。



(a) II 型仪器



(b) I 型仪器

图 2.8

表 2.2 测时结果年波动的比较(单位: ms)

年份 \ 仪器	SPA	ZPA	ZA	PA	WA
1974	±2.8	/	±3.3	±4.4	±5.0
1975	3.0	±2.5	2.2	3.2	3.4
1976	2.5	3.1	4.6	5.0	4.2
1977	2.8	4.1	3.4	4.9	5.5
1978	2.7	2.4	3.5	4.2	6.4
1979	2.6	2.9	3.1	3.9	6.0
平均	±2.7	±3.0	±3.4	±4.3	±5.1

SPA: 陕西天文台 I 型光电等高仪。

ZPA: 上海天文台 II 型光电等高仪。

ZA: 上海天文台超人差棱镜等高仪 OPL No. 14。

PA: 北京天文台超人差棱镜等高仪 OPL No. 30。

WA: 武汉测量与地球物理研究所超人差棱镜等高仪 OPL No. 29。

(2) 采用真空镜筒。

(3) 观测时仪器在方位上跟踪恒星。

这几年的观测实践进一步证明上述各项设计均取得了一定的效果, 从而使光电等高仪连续多年都得到较高精度的观



图 2.9

测结果。下面几节将分别介绍上述各项特点。

图 2.8 是仪器本体照片, a 是 II 型, b 是 I 型。图 2.9 是 II 型控制台照片(I 型控制台与此相似)。

2.3 II 型光电等高仪的光学、机械结构

本节主要介绍仪器的光学、机械结构及其特点。

1. 仪器的总体结构

仪器的总体结构如图 2.10 所示。各部件的名称图中已注明。仪器本体放在楼上,控制台和附属设备置于楼下,观测者在楼下操作。

2. 光学系统

II 型光电等高仪的光学系统可分为主光路、导星系统和光电箱三个部分。光电箱里的光学系统将在下一节光电装置部分介绍。

主光路由水银盘(2)、角镜组(4)和主望远镜组成(部件序号按图 2.10 所示,以下同)。

水银盘呈长八角形,用黄铜制成,表面镀银,再敷以纯净的水银。

角镜组由两块形状相同的左右互相压紧的棱镜组成,其两锐角分别为 $45^\circ - \frac{z}{2}$ 和 $45^\circ + \frac{z}{2}$,一块尖角朝下,另一块则向上,如图 2.11 所示。棱镜用微晶玻璃材料制作,其反射面镀铝和保护膜,二反射面之间的交角等于 $90^\circ - z$ 。由于材料的温度系数级小,结构稳定,它提供了一个十分可靠的测角基准,即稳定的等高圈天顶距。这种形式的角镜组,对于增加望远镜的口径,改变观测天顶距,原则上不会存在困难。因此这

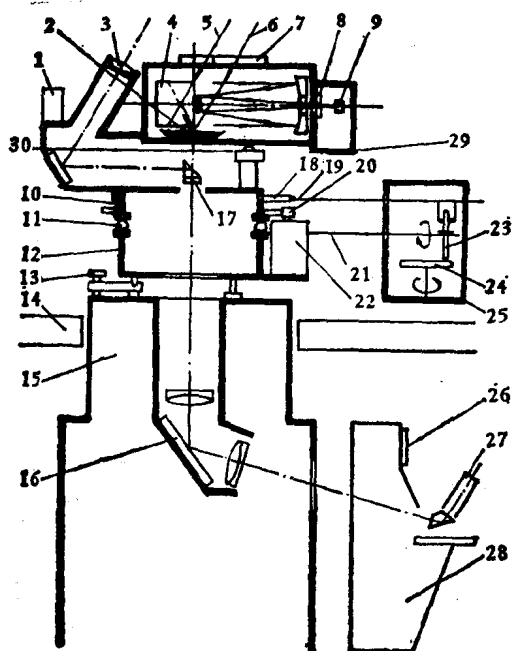


图 2.10

1.水平仪; 2.承盘; 3.导星物镜; 4.角镜组; 5.直接星象光束; 6.水银星象光束; 7.左右大密封窗; 8.小密封窗; 9.记录栅; 10.转台; 11.钢球; 12.底座; 13.置平螺旋; 14.楼板; 15.基墩; 16.导星镜的转象镜系统; 17.分划板及场镜; 18.凸轮; 19.顶杆; 20.方位传动齿轮; 21.传动杆; 22.快动传动箱; 23.被动摩擦轮; 24.主动摩擦轮; 25.方位跟踪传动箱; 26.方位指示度盘; 27.导星镜目镜; 28.控制台; 29.光电箱; 30.镜筒调节螺旋。

样的结构对于提高极限星等和用于做星表工作十分有利。此外,由于采用左右并列的水平瞳孔,系统焦距的变化不再直接影响等高圈天顶距,而仅影响星象直径。

主望远镜采用卡塞格林型的 $R-C$ 反射系统。这种系统的优点是:

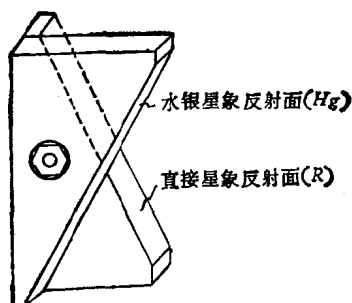


图 2.11

- (1) 象差小,特别无色差,星象质量好.
- (2) 镜筒短,水银盘得以近似地置于仪器的转动中心.
- (3) 主、副镜可用熔石英(或微晶玻璃)材料制作. 二者之间用微晶玻璃杆固连,系统焦距稳定.

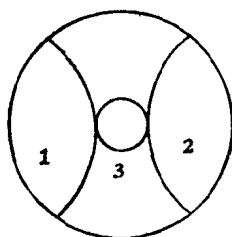


图 2.12

1. 直接像瞳孔;
2. 水银像瞳孔;
3. 副镜轮廓.

主镜口径 200mm,分为左右两个瞳孔,每个瞳孔的等效通光口径约为 100mm. 左边瞳孔为直接象,右边瞳孔为水银象(见图 2.12). 副镜口径 53mm,系统等值焦距 2400mm. 主、副镜面均为双曲面.

II 型光电等高仪主光路密封在真空镜筒内,密封窗(7 和 8)为星光的进出口.

采用真空镜筒的优点是:

- (1) 当密封窗(7)水平置放时,可以抵消大气的正常折射,因而能避免因大气折射改正不准而引入的误差. 同时应能消除大气色散的影响. 我们知道,光电倍增管的光谱响应范围比人眼宽得多,大气色散对光电观测的影响比对目视的影响大得多^[6]. 例如,由于大气色散所产生的光谱型差,通常

目视等高仪在 $0''.05$ 以下, I 型光电等高仪 (没采用真空镜筒) 在 $0''.20$, 而 II 型光电等高仪则很小。

(2) 消除了镜筒内部的反常折射。

(3) 水银面能长期保持清洁, 亦不受风的影响。这对提供稳定的大地参考水准面更为有利。同时, 水银蒸汽对人体的毒害和对环境的污染也大大减小。

II 型光电等高仪的真空镜筒具有良好的密封性能。在有硅干燥剂的情况下, 镜筒内的气压可低于 1mm 水银柱。即使有水银蒸汽分压, 这样的真空度也能保持几个月之久。

导星镜(3)为口径 100mm 的潜望式望远镜, 观测者在楼下控制台(28)上借助导星目镜(27)操作仪器, 寻找待测星, 并将其导入双丝中央。导星系统分划板(17)双丝与记录栅(9)狭缝相对应, 调好后可长期保持不变。光电箱的上方设有检查目镜(图 2.10 未画出), 可检查星象在记录栅双丝里的运行情况。

3. 机械结构

II 型光电等高仪的光电箱、导星镜筒与真空镜筒固连成一体, 置于平面轴承上部的转台(10)上。镜筒下面有调节螺旋(30), 用以精确置平镜筒。平面轴承下部的底座(12)置于三只脚螺旋(13)上, 其中二只设有微调机构, 用以精确置平转台和仪器。平面轴承中间垫以均匀分布的 36 个同样大小的精密钢球(11), 仪器上部可绕其垂直轴做 $0^\circ-360^\circ$ 的方位转动。

角镜组(4)下面也设有调节机构(图 2.10 未画出), 可调节角镜的俯仰和左右倾斜的角度。

仪器在快速电机的驱动下, 能以无级调速做每秒 $1^\circ-30^\circ$ 的快速转动。同时设有慢动机构, 仪器可做每秒约 $1'$ 的

慢动。快动用于换星，慢动用于精细导星。

控制台上指示仪器方位的度盘(26)及各种按钮、旋钮等，观测者操作仪器十分方便。

观测记录时，仪器在方位跟踪恒动装置的驱动下，在方位方向精确跟踪恒星。星象在记录栅平面上仅上下运动，无水平分量。故记录栅狭缝得以开得足够窄，大大减小了照射到光电倍增管上的天光面积，这对提高观测星等起了决定性的作用。

恒星过等高圈前后，方位角变化的速度为[见(3.25)式]

$$\begin{aligned}\frac{dA}{dt} &= 15(\sin \varphi - \cos \varphi \operatorname{ctg} z \cos A) \\ &= 15 \cos \varphi \operatorname{ctg} z (\operatorname{tg} z \cdot \operatorname{tg} \varphi - \cos A).\end{aligned}$$

方位跟踪恒动装置，由同步电机驱动两套摩擦传动装置实现。其中一套摩擦盘(图 2.10 未画出)的工作半径用来与上式中的 $\cos \varphi \operatorname{ctg} z$ 符合；另一套(23, 24)的工作半径在凸轮(18)的控制下，与 $\cos A$ 符合；调节顶杆(19)的长度，则可与 $\operatorname{tg} z \cdot \operatorname{tg} \varphi$ 符合。因而在这套系统的驱动下，仪器的转速能自动随其方位角变化，并在方位上精确地跟踪恒星。

水银盘的位置接近仪器的旋转中心，恒动装置的传动箱(25)与仪器本体又是脱开的，在仪器做方位跟踪时，对水银面平稳性的影响极小。

快动传动箱内设有一套离合器，仅当仪器做快速转动时，才与快动机构接触，平时与恒动、慢动机构接触。

2.4 光电等高仪的光电装置和记录系统

1. 交流光电装置

I 型和 II 型光电等高仪的信号提取均采用交流光电装置。它由光电箱(图 2.10 之 29)和光电放大器组成，其方框

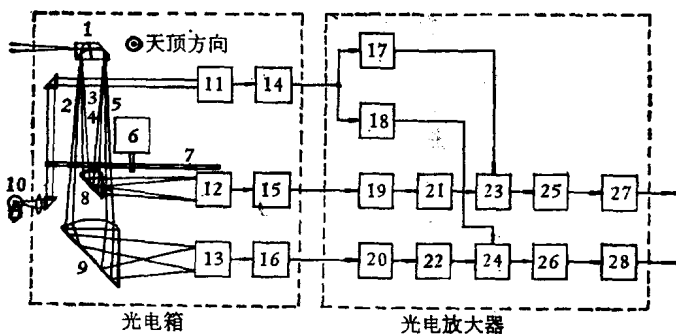


图 2.13

图如图 2.13 所示。

交流光电装置采用机械调制光束以及交流放大和相敏检波等电路，这样对观测暗星比直流方法更为有利。它的优点是：

(1) 采用机械调制光束，光电倍增管的暗电流和漏电流没有被调制，经相敏检波后，这部分噪声大大减小。

(2) 交流放大器基本上不使信号产生延迟。迟滞差主要产生在检波后的滤波线路中，因为检波前的信号已放大到足够大，滤波器的时间常数可以取得比较小，无需用高值电阻，再配以精密电容，时间常数很稳定。例如对 I 型，时间常数约为 73ms，取 1975—1977 年间对应日期的平均，得周年变化的峰值在 $\pm 0.7\text{ms}$ 以内，并且各年年平均值仅差 0.1ms。

(3) 直流放大器零点漂移的影响可以忽略，开机就能正常工作。

由图 2.13 可以看出，星光的两路象 (R 和 Hg) 先由记录栅(1)分象，再经调制盘(7)调制。

记录栅由三块尺寸很小的玻璃棱镜组成，其分象面置于物镜焦点之后约 2mm 处，如图 2.14 所示。

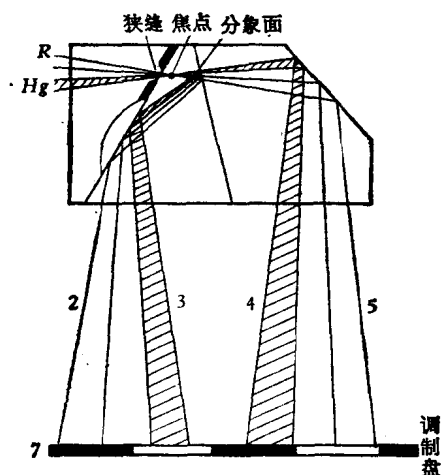


图 2.14

这种结构的记录栅，可以利用从一对水平瞳孔来的两光束的入射方向不同这一特点，通过记录栅分象面和两个反射面，巧妙地把它们分成四束光：2,3,4,5,中间两束为水银象，旁边两束为直接象。在离记录栅为某一适当距离处，四束光的间距相等(即等于调制盘的齿距)，此处恰好是调制盘的位置。经调制盘调制后，水银象的两束光(3,4)和直接象的两束光(2,5)分别经法卜利透镜 8, 9 成象在光电倍增管 12, 13 阴极面的同一区域上(见图 2.13)。

调制盘(7)由等宽的空隙和档齿组成，用同步电机(6)驱动，调制频率为 500Hz。由图 2.14 可知，两路象经分象面后的透射光束 4, 5 分别与其反射光束 3, 2 的调制相位相差 180° (图 2.15 之 a, b)。相位相差 180° 的两束光(3 与 4 或 2 与 5)在同一光电倍增管上合成：合成信号的幅度为二者之差，相位同于幅度值较大者(图 2.15 之 c)。当二信号的幅度相等时(对应于星象被记录栅分划线平分)，即为合成信号的

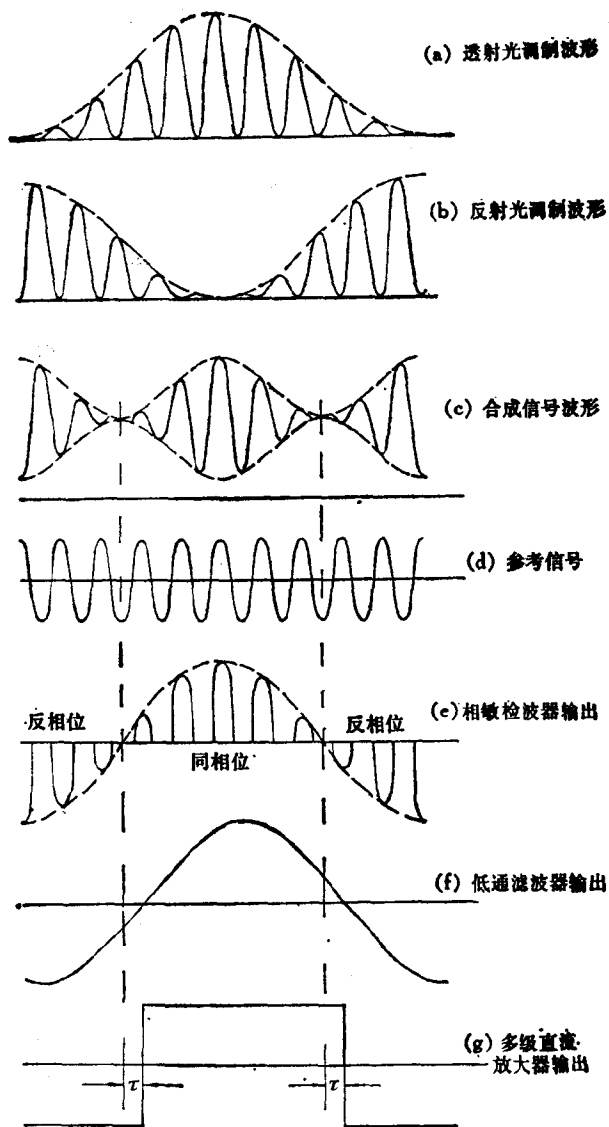


图 2.15

零点。在零点前后,合成信号的相位变化 180° 。

参考信号光源的光束(10)经调制后,照射到光电倍增管(11)的阴极面上,其调制相位与合成星光信号的相位相差 0° 或 180° (图 2.15 之 d)。为了实用的方便,参考信号还经一级相移放大器(17,18)放大,通过调节电位器,可使其相位在 $\pm 90^\circ$ 之间变化。

星光信号经前置放大器(15,16)放大后,进入光电放大器输入端的信号衰减器(19,20),其作用是将不同亮度星的电压信号幅度按比例地衰减。二路信号分别经交流放大器(21,22)放大、相敏检波器(23,24)检波和低通滤波器(25,26)滤波,恢复成缓变的包络信号(常称为直流信号)。检波和滤波后的信号幅度正比于星光信号的强度,但极性取决于合成星光信号与参考信号调制相位之间的关系:当二者同相时,输出为正;反相时为负(图 2.15 之 e)。前已述及合成星光信号过零点前后,相位变化 180° 。因此,过零点之前与之后,检波输出必为正负相间的“半波”,滤波后即还原成缓变的正弦形信号,但相位已发生延迟(图 2.15 之 f)。缓变直流信号经多级直流放大器(27,28)过分放大,输出方波信号(图 2.15 之 g)。方波信号再送给电子计时仪记录。

星光信号的调制、合成、检波、滤波情况,如图 2.15 所示。

2. 记录系统

II 型光电等高仪的记录系统包括电子计时仪和电传打字机。

电子计时仪由控制、运算和显示三部分组成,并带有自检验线路和测迟滞差线路。

输入电子计时仪的信号波形和记录栅的分划是一一对应

的,如图 2.16 所示. 图中所示等高圈投影为理想情况,实际并非如此,但效果与此完全相同.

电子计时仪的任务是记下恒星过等高圈的时刻 T , 亦即求出星光波形转换点时刻 (与星象能量中心过视栅分划线时刻相对应) 的平均值. 记录栅分象面有 20 条分划线, 相应地, 每个象有 20 个记录点. 恒星过等高圈的时刻 T , 就是两个象 40 个记录点的平均. 由于篇幅的限制, 此处只能介绍电子计时仪的设计原理和方框图.

图 2.17 所示为图 2.15g 中的某一个方波, 其两个边为两个相邻的记录点, 可令其分别为第 i 和第 $i+1$ 个记录, 与之相对应的时刻为 t_i 和 t_{i+1} . 由图可知, 若以 T_i 表示第 i 个记录点 t_i 后的第一个秒信号的时刻, 则 t_i 可以表示为

$$t_i = T_i - \Delta t_i,$$

Δt_i 为记录时刻 t_i 与其后第一个秒信号之间的时间间隔. 由于记录栅格宽的设计保证了

$$(t_{i+1} - t_i) > 1^s,$$

即相邻二记录点之间至少有一个

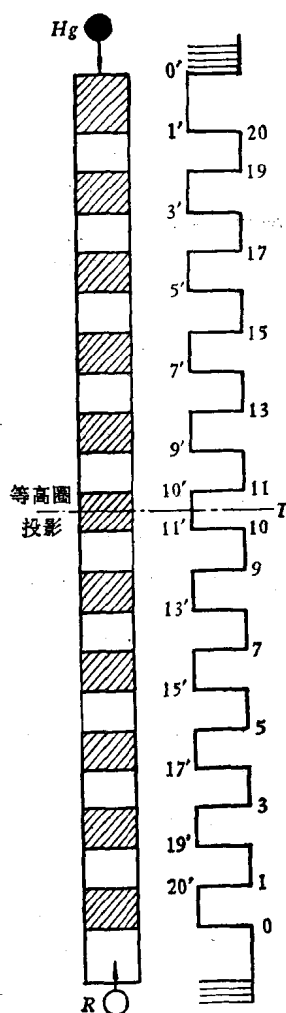


图 2.16

左: 记录栅分划示意;
右: 输出信号波形.

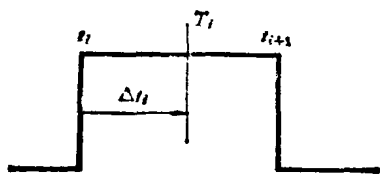


图 2.17

秒信号,故上式成立.

恒星过等高圈的时刻 T 即为 40 个 t_i 的平均:

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{40} \sum_{i=1}^{40} t_i \\ &= \frac{1}{40} \sum_{i=1}^{40} T_i - \frac{1}{40} \sum_{i=1}^{40} \Delta t_i. \end{aligned}$$

上式的第二项为负号,对应做减法. 运算的实施是,通过一种门电路控制频率为 f_0 的脉冲,使仅在 Δt_i 期间内开门,其余时间关门,脉冲送计数单元做减法,并对 $i = 1, 2, \dots, 40$ 累计. 例如,可取 $f_0 = 250\text{Hz}$, 则 $\frac{1}{40f_0} = 0.0001$, 只需将 250Hz 的受控脉冲直接输给计数单元 0.0001 位做减法.

上式的第一项为正号,对应做加法,当然也不难设计一套线路来实现其加法运算. 但为使线路减化和提高运算的可靠性,宜采用单一的减法运算. 为此,将其变换为减法的形式,方法如下.

设计 40 个门电路,每个门都控制着频率为 f_0 的脉冲输出,40 个门电路这样开: T_1 之前不开门, $T_1 - T_2$ 开 1 个门, $T_2 - T_3$ 开 2 个门, \dots $T_i - T_{i+1}$ 开 i 个门, $T_{40} - T_0$ 开 40 个门, T_0 时关闭全部 40 个门. 按这样的方式开门,在一颗星的记录期间内所有的门输送给计数单元的脉冲总数 Q 为

$$Q = f_0 \sum_{i=1}^{40} i(T_{i+1} - T_i) \\ = -f_0 \sum_{i=1}^{40} T_i + 40f_0 T_0 \quad (T_{41} = T_0).$$

上式经过简单的移项和变化,可得以下关系:

$$\frac{1}{40} \sum_{i=1}^{40} T_i = -\frac{Q}{40f_0} + T_0.$$

T_0 为记录结束关闭全部 40 个门的某个秒信号,其值为整数秒(当然也可以取 $T_0 = T_{40}$). 由于星等高圈的记录时刻不需要记秒的整数位,因此 T_0 可以省去不写. 于是有

$$\frac{1}{40} \sum_{i=1}^{40} T_i = -\frac{Q}{40f_0}.$$

如果也取 $f_0 = 250\text{Hz}$, $40f_0 = 10^4\text{Hz}$, 则

$$\frac{1}{40f_0} = 0.0001.$$

于是 Q 的单位,即

$$\frac{1}{40} \sum_{i=1}^{40} T_i,$$

与 Δt_i 相同,运算符号也一样.

最后记录时刻 T 可写为

$$T = -\frac{Q}{40f_0} - \frac{1}{40} \sum_{i=1}^{40} \Delta t_i,$$

这就是计数器的最终计数结果.

一颗星记录结束,平均时刻 T 由数码管显示出来,并由电传打字机自动打印下来.

电子计时仪的方框图如图 2.18 所示.

I 型光电等高仪的交流光电装置和记录系统与 II 型相同,此处不再重复.

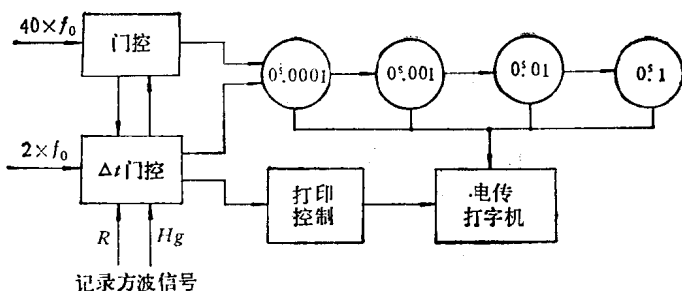


图 2.18

2.5 关于改进光电等高仪的一些讨论

国产光电等高仪，特别是 II 型，由于关键性部件设计和加工的成功，使其获得了高精度的观测结果。可以相信，今后它们不仅在我国时间、纬度服务中发挥重要作用，而且也必将在基本天体测量工作和某些天文常数的研究中做出贡献。

然而，由于仪器有效通光口径的限制（每个象的等效口径为 100mm），光学系统的效率，特别是水银象的效率比较低（R 象约为 45%，Hg 象约为 30%），记录方法也不够先进，在正常天气条件下能观测的极限星等为 7^m（I 型为 6^m）。对于时间、纬度服务来说，这样的仪器已能满足要求。但对基本天体测量工作，近年来的趋势是向暗星方向发展，上述星等范围远不能满足需要。另外，星表工作往往要求长时间地、连续地取得观测资料。II 型仪器仍是半自动化仪器，与目视观测相比，虽然观测者的劳动强度已大大减轻，但要长时间地操作仪器，观测者仍很劳累。因此，根据基本天体测量工作的特点，光电等高仪的进一步改进应以提高观测星等和实现自动化观测为主要目标。

对光电记录而言，提高观测星等应归诸于追求高的信噪

比。为此,除适当增大仪器口径和挑选灵敏度高、暗电流小的光电接收器外,最有效的途径是减小天空背景光的面积和采用新颖的记录方法。对于光电观测,极限星等的提高和口径增加的关系,一般是(1.5—2)次方的指数关系¹⁾。即仪器口径增加一倍,极限星等可提高 1^m1-1^m4 。下面就有关问题进行一些讨论。

1. 仪器口径和密封窗的放置

在 2.3 节曾提到,由于采用新颖的角镜形式,增加望远镜口径和变换工作天顶距原则上没有困难。但当真空镜筒的密封窗水平放置时,其长度 L 与仪器物镜口径 D 的关系为 $L = D \sec z$ 。对 $z = 45^\circ$, $L = \sqrt{2} D$ 。由此可见,当工作天顶距较大时,密封窗会变得很大。例如,当 $D = 300\text{mm}$ 时,要求 $L = 430\text{mm}$ 。这样大的密封窗,工艺要求高,真空时变形厉害;如采用熔石英材料,价格昂贵。这些问题会给口径的增加带来困难。若密封窗垂直于星光方向放置,则 $L = D$, 上述情况就会好转。但在这种情况下,大气折射的影响就不能抵消。同时由大气色散而产生的光谱型差也不能消除,如同 I 型的非真空镜筒那样,此值可达 $0''20$ (对 $z = 30^\circ$)。不过这个问题是不难解决的。我们在第六章就能看到, (6.14) 式能很好地用于研究等高观测中的某些系统误差,诸如光谱型差、星等差之类。而且,仪器本身的光谱型差,也可以根据仪器的实际参数来计算。此外,对垂直于星光方向放置的密封窗,当改变仪器工作天顶距时,密封窗的置放角度要随之改变,这在使用时会稍有不便。

真空镜筒密封窗的上述两种置放方式,各有利弊。我们

1) 参见本章最后的“注释”部分。

应根据具体方案中矛盾的主要方面,突出其一,决定取舍。

从图 2.12 可以看出,一对左右通光瞳孔,其面积之和仅为物镜通光面积的一半,即光的利用率只有二分之一,光线的损失太大。此外,在两瞳孔相等的条件下,水银象的观测星等比直接象的约低 $0^m.4$ 。这两个方面的问题,都阻碍了观测星等的提高。这些缺点,可考虑用单星象方案来克服。在单星记录方案中,仪器等高圈天顶距稳定的保证,可利用自准直法随时对镜筒的俯仰进行矫正或将其变化检测出来,在观测数据上进行改正等办法来实现。在这样的方案中,水银象并不参与记录,仅用于自准直,物镜的通光面积几乎能全部利用来收集星光。与水平瞳孔双象记录方案相比,在物镜口径相同的情况下,单象记录方案可以提高一个星等。

2. 减小天空背景光面积

光电方法检测、记录星光信号的主要障碍,是噪声对信号的干扰。噪声的来源,除了星象光子涨落起伏和星光本身受大气抖动影响而产生的闪烁外,其余主要是天空背景光产生的噪声以及光电接收器、光电放大器的噪声。在上一节曾指出,光电倍增管的噪声和电路的噪声均不被调制,通过相敏检波,这部分噪声已大大削弱。另一方面,现代技术的发展和进步,使光电器件的灵敏度越做越高,暗电流越来越小。因此,噪声的最主要来源是天空背景光。由于它和星光信号一样,也受到交流调制,相敏检波对此也无能为力。所以可以认为,在目前条件下,提高信噪比最有效的途径是减少天空背景光。

II 型光电等高仪,记录栅狭缝宽 $50''$, 长 $400''$, 面积 2 万平方角秒。欲减小记录栅对应的天光面积,一方面应提高仪器跟踪精度,减小狭缝宽度;另一方面,可采用小孔径跟踪光

栏,跟随星象上下运动.通过这种方式,背景光面积有可能压缩至4百平方角秒,与原来相比,极限星等将会提高1—2个星等.采用这种办法提高观测星等,比单纯增加物镜口径更经济、合理.

3. 记录方法的现代化

从上一节我们可以知道,I型、II型光电等高仪的光电装置与光电中星仪的虽有不同,但都使用电阻、电容组成的低通滤波器,其结果都使信号的相位滞后,即产生迟滞差.通过电路时间常数的测定,虽然可以按理论公式改正它的影响,但改正后仍可能多少不等地残留这类系统误差.这种情况将在3.4节里进一步讨论说明.从减小这类系统差的意义上讲,时间常数不宜取大,而从有利于滤去噪声干扰的要求出发,时间常数取大些(即滤波器的通频带宽小些)更好.二者的矛盾通常用折衷的办法处理,既照顾到暗星的正常记录,又使时间常数尽可能地取小.比如,在现代中星仪的直流光电装置中,通常时间常数取100—200ms,在光电等高仪的交流光电装置里,时间常数取70ms左右.

在时间纬度服务中,观测对象大都为亮星,采用阻容滤波方法还是有效的.但对基本天体测量要求观测暗星来说,这种方法就不适用.在现代的技术条件下,可以用其他办法来代替,例如伺服跟踪方法和光子计数方法等.在国外,这两种方法均在子午环上正式应用过.新方法与原先的目视观测相比,除观测精度有大幅度提高外,观测记录的极限星等也明显提高.法国波尔多天文台的光电子午环^[7],采用伺服跟踪方法后,观测记录的极限星等已提高到12^m左右,目前正向更暗的星等努力.西德汉堡天文台,由Høg改装成的光电子午环,采用多缝测微器(带有跟踪光栏)和光子计数方法,观测

记录的极限星等由目视的 10^m 提高到 11^m ，今后努力的方向是 13^m 以上(对应的天光面积是 130 平方角秒)^[8]。

伺服跟踪方法通常用驱动光劈或棱镜的转动装置作测微器，可以避免延迟环节，并实现多次记录。

光子计数方法是近年来在光电装置里采用的一种新型的记录方法。在这种方法里，通常配以合适的狭缝测微器或记录栅，直接记录由星光转换成的光电子数，这一系列的数字中包含了恒星位置随时间变化的信息。采用某种数学方法处理这些信息，就能得到恒星过某个特定位置的时刻。这种方法同样能避免引入延迟环节。与伺服跟踪方法相比，它可以利用现代计算机和信息论处理技术，这对提高极限星等有利。目前两种方法的实际效果可能相当。它与阻容滤波方法相比，可以采用更窄的通频带宽(对应更大的时间常数)，因而在仪器口径和光电器件相同的条件下，极限星等有可能提高 1^m 左右，而且对观测有视面的天体有利。

至此，我们容易看出，对于 I 型、II 型光电等高仪，在口径不变的情况下，在上述几个方面做适当改进，观测记录的极限星等有可能提高 2—3 个星等。这种提高，不但可使观测对象扩展到更暗的天体，还可以观测太阳系内某些有视面的天体来研究赤道坐标系统的零点改正问题。所有这些对开展基本天体测量工作都是十分有益的。

4. 实现全自动化观测

使用光学仪器的天文观测大部分是在夜间进行的，有时还需要通宵观测。这将消耗观测者很大的精力。实践表明，天文仪器的自动化还有利于减少观测中的偶然误差和系统误差，并大大提高工作效率。

在现代，电子技术、自动控制和定位精度都达到了一定水

平,天文仪器的自动化,不仅有必要,而且也完全有可能。在天体测量仪器中,最早实现自动化的是五十年代出现的照相天顶筒。七十年代以后,开始出现半自动化子午环。全自动子午环也已问世。因此,光电等高仪的自动化,原则上不存在困难。只要配备适当的位置盘及读数系统,仪器的定位精度不难达到几个角秒。再选配一架具有一定内存和运算功能的小型专用机做控制机,可按预定程序工作,代替观测者操作仪器,实现全自动化观测。

注 释

具有光电装置的望远镜观测恒星的信号噪声比通常用下式表示:

$$\frac{S}{N} = 2.1 \times 10^3 D \sqrt{\frac{q\tau\eta}{2.51^m(1+\beta)}} \quad (1)$$

式中 q 为探测器量子效率, τ 为观测时间, η 为光学系统的效率, m 为视星等, β 为背景和恒星光通量的比值。

假定仪器探测器在 $\left(\frac{S}{N}\right) = \left(\frac{S}{N}\right)_0$ 时,就可以开始有效地记录,当

(1)式其他参量已知时,我们可用它来求出仪器观测的极限星等 m^* :

$$\begin{aligned} m^* &= \left(\frac{1}{\lg 2.5}\right) [\lg G_0 + 2\lg D - \lg(1+\beta) + \lg q\eta\tau] \\ &= 2.5\lg G_0 + 5\lg D + 2.5\lg q\eta\tau - 2.5\lg(1+\beta) \end{aligned} \quad (2)$$

$$G_0 = 4.41 \times 10^6 \cdot \frac{1}{\left(\frac{S}{N}\right)_0^2}$$

下面利用(2)式求望远镜口径增大时,极限星等的提高。

令 $\Delta m' = -2.5\lg(1+\beta)$, β 和 $\Delta m'$ 的关系可用下表表示:

β	$\frac{1}{2.51}$	$\left(\frac{1}{2.51}\right)^2$	0.1	$\left(\frac{1}{2.51}\right)^3$
$\Delta m'$	-0.36	-0.16	-0.10	-0.07

当口径增加一倍,即 $D/D_0 = 2$ 时, β 和 Δm 的关系如下表:

β	0	$\left(\frac{1}{2.51}\right)^3$	0.1	$\left(\frac{1}{2.51}\right)^2$	$\frac{1}{2.51}$
Δm	1.50	1.43	1.40	1.34	1.14

我们还可以计算出,当口径增加一倍,极限星等的提高(当假设星等提高和口径的关系是1次方,3/2次方,...). 计算结果列于下表。

幂指数	1	1.5	1.8	1.9
Δm	0.75	1.13	1.35	1.43

从这后两个表的比较容易知道,实际的关系介于1.5和1.8之间。

参 考 文 献

- [1] G. Billaud, *Astron. and Astrophys.*, **11** (1971), 241.
- [2] 坪川家恒, In "New Problems of Astrometry", *Proc. IAU Symp.*, No. 61, 1971.
- [3] 光电等高仪研制组, *天文学报*, **16**, 115, 1975.
- [4] 上海天文台一室, *天文学报*, **17**, 27, 1976.
- [5] 上海天文台一室, *天文学报*, **18**, 4, 1977.
- [6] 杨廷高等, *天文学报*, **21**, 73, 1980.
- [7] Y. Requieme, *Bull. Astron.*, 3 Serie, Tome II, F. 2, 393, 1967.
- [8] E. Høg, *Astron. and Astrophys.*, **4** (1970), 89.

第三章 等高观测方法

3.1 等高观测的一般概念和公式

等高观测的实质,就是以恒星背景为参考系,推求观测站天顶点相对这个参考系的瞬时位置及其随时间的变化。由于地球的自转,天顶点在恒星背景中每昼夜扫描一周。观测它在恒星背景中的运动,不仅能建立以地球自转为基准的世界时系统,还能得到地球自转不均匀性和地极移动的信息。利用合适的观测纲要和适当组织的观测,还可以检测并修正基本恒星坐标系统以及某些天文常数的误差。

等高仪器是地平装置的望远镜,指向固定不变的天顶距。当它绕自己的垂直轴旋转的时候,其视准线在天球上描绘出一个小圆,该小圆称为仪器的等高圈。若等高圈天顶距为 z ,仪器安放点的纬度为 φ ,对天极位于等高圈之外,即 $z < 90^\circ - \varphi$,凡赤纬满足 $\varphi - z < \delta < \varphi + z$ 的任何天体,在其周日视运动的路径中,都能两次经过仪器的等高圈,一次在东边(方位为 A_E),另一次在西边(方位为 $A_W = 360^\circ - A_E$),二者对称于子午线(图 3.1)。在地方恒星时 S_1 到 S_2 期间,能观测到恒星赤经的最大界限为 $S_1 - t_0 \sim S_2 + t_0$ (t_0 为大距星的时角)。对天极位于等高圈之内,即 $z > 90^\circ - \varphi$,可观测天体的赤纬应满足 $\varphi - z < \delta < 180^\circ - \varphi - z$ 。上述情况是针对北半球的台站,对于南半球,情况也类同。

为了便于后面各章公式的推导,我们从图 3.2 里的定位三角形 $PZ\sigma$ (σ 是过等高圈的恒星)出发,给出几组必要的公式。在三角形 $PZ\sigma$ 中:

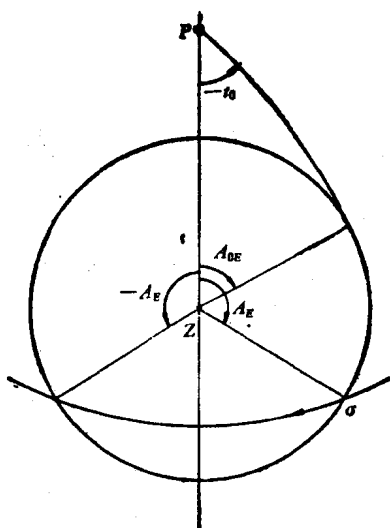


图 3.1

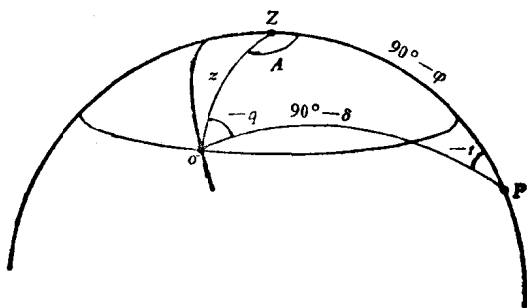


图 3.2

$$\widehat{PZ} = 90^\circ - \varphi,$$

$$\widehat{Z\sigma} = z = 90^\circ - h,$$

$$\widehat{P\sigma} = 90^\circ - \delta,$$

$$\angle PZ\sigma = A \text{ (自北点向东计量, } 0^\circ - 360^\circ),$$

$\angle \sigma PZ = -t$ (从子午线向东为负,向西为正),

$\angle Z\sigma P = -q$ (与 t 同号).

由边的余弦公式得

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t, \quad (3.1)$$

$$\sin \varphi = \sin \delta \cos z + \cos \delta \sin z \cos q, \quad (3.2)$$

$$\sin \delta = \sin \varphi \cos z + \cos \varphi \sin z \cos A. \quad (3.3)$$

由正弦公式得

$$\sin z \sin A = -\cos \delta \sin t, \quad (3.4)$$

$$\sin q \cos \delta = -\sin A \cos \varphi, \quad (3.5)$$

$$\sin z \sin q = \sin t \cos \varphi. \quad (3.6)$$

由五元素公式得

$$\sin z \cos q = \sin \varphi \cos \delta - \cos \varphi \sin \delta \cos t, \quad (3.7)$$

$$\cos \delta \cos q = \sin \varphi \sin z - \cos \varphi \cos z \cos A, \quad (3.8)$$

$$\cos \varphi \cos t = \cos z \cos \delta - \sin z \sin \delta \cos q, \quad (3.9)$$

$$\cos \delta \cos t = \cos z \cos \varphi - \sin z \sin \varphi \cos A, \quad (3.10)$$

$$\sin z \cos A = \cos \varphi \sin \delta - \sin \varphi \cos \delta \cos t, \quad (3.11)$$

$$\cos \varphi \cos A = \sin \delta \sin z - \cos \delta \cos z \cos q. \quad (3.12)$$

当恒星赤纬 $\delta = \varphi \pm z$ 时,由(3.3)式可得 $\cos A = \pm 1$,
 $A = 0^\circ, 180^\circ$, 说明恒星仅一次过等高圈, 分别在天顶以北
和以南与等高圈相切, 此时星位角 $q = 180^\circ$ 和 0° 以及

$$\frac{dz}{dt} = 0.$$

当恒星在大距处过等高圈, $q = \pm 90^\circ$, $\cos q = 0$, 大距
星的方位角 A_0 由 $\cos A_0 = \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} z$ 确定, 恒星赤纬由 $\sin \delta_0 =$
 $\sin \varphi \sec z$ 确定.

当恒星赤纬 δ 满足 $\delta_0 < \delta < \varphi + z$ 时, 天体在大距以北
过等高圈, $\cos q < 0$, $\frac{dA}{dt} < 0$, 当 $\varphi - z < \delta < \delta_0$ 时, 则

在大距以南过等高圈, $\cos q > 0$, $\frac{dA}{dt} > 0$.

恒星过大距时, $\left(\frac{dA}{dt}\right)_{A_0} = 0$, 说明恒星仅沿天顶方向

上下运动, 其速度 $\left(\frac{dz}{dt}\right)_{A_0} = \mp 15 \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \varphi}{\cos z}\right)^2}$, 当 $z =$

$90^\circ - \varphi$ 时, $\left(\frac{dz}{dt}\right)_{A_0} = 0$, 天极位于等高圈上, 恒星与天极重合. 当 $z > 90^\circ - \varphi$ 时, 根号下为负数, 说明天极位于等高圈之内, 无大距, 对所有过等高圈的恒星, $|q| < 90^\circ$.

恒星在卯酉圈上过等高圈时, $\frac{dz}{dt} = \pm 15 \cos \varphi$, 天顶距的变化速度绝对值为最大.

把望远镜指向图 3.2 里的恒星 σ , 恒星在望远镜视场里的运动情况, 可用在和天球于 σ 处相切的平面上的投影来表示, 如图 3.3 所示.

图中, 水平实线 HH' 为望远镜视场里的水平中丝, 它代表天球上和等高圈于 O 点相切的大圆, 并与真地平相交于

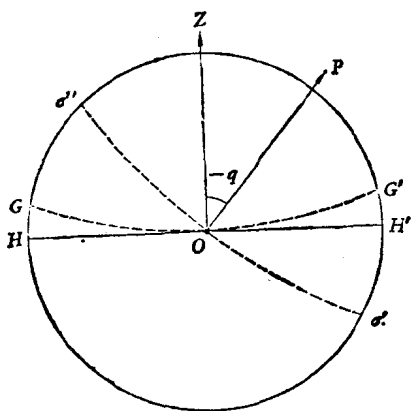


图 3.3

$90^\circ - A$ 和 $90^\circ + A$ 两点. GG' 为等高圈的投影, 由于望远镜的视场很小, 在 O 点附近, 可把它视为一段圆弧. 不难用微分几何方法证明, 圆的半径等于 $f \operatorname{tg} z^0$ (f 为望远镜物镜的焦距). 另一条长划虚线 $\sigma'\sigma''$ 表示恒星 σ 的周日平行圈投影, 同样可知它的曲率半径等于 $f \operatorname{ctg} \delta$; 仅对赤道星而言, 它才是一条直线.

由于岁差和章动现象, 赤道坐标系的基本圈和原点——赤道平面和春分点——是变化的. 若只考虑岁差的影响, 得到的是平赤道和平春分点; 若同时考虑到岁差和章动的影响, 则是真赤道和真春分点. 天体的平位置是相对于平赤道和平春分点而言的; 真位置是相对于真赤道和真春分点而言的; 视位置则是相应的真位置加视差和光行差影响的改正. 当然, 计算这几种位置时, 都必须对相应的期间加天体自行的改正. 只有涉及到真天顶距和视天顶距的关系时, 才考虑蒙气差影响的改正.

我们的观测是在地球表面上进行的, 观测得到的是天体的视位置, 它是相对于观测瞬间的真赤道和真春分点而言的. 为了利用某一星表历元平位置来归算观测结果, 须由历元平位置计算出观测瞬间视位置(或者相反). 计算方法将在附录 1 里介绍.

3.2 等高观测的误差方程式

等高观测方法的原理是, 通过记录恒星经过观测站某一固定天顶距的时刻来求得观测时刻观测站的天顶点相对于恒星背景的位置. 由于等高方法的特点, 可以不必直接读出恒星的观测天顶距数值 z , 而是作为一个未知数解算出来. 当

1) 参见本章最后“注释”中的[注1].

然必须要求它在观测一组星期间保持不变。观测地点的纬度 φ ，一般也是要求的未知数。而另一个未知数则要看观测的目的而定。对于天文台来讲，认为观测站的经度是已知的，未知量就是时钟改正 u ，它定义为以地球自转为基准的 $UT0$ 与钟面读数 T 之差，即 $u = UT0 - T$ 。而对于野外测量或某些旨在确定观测地点位置的场合，这个未知量就变成了观测地点的经度，通过接收时号把时钟改正作为已知。对这两种形式的未知数，观测误差方程式的推导都一样。

在等高观测方法中，直接测量的量是恒星过等高圈的时刻，它是唯一的观测数据。虽然如此，但在等高观测中，记录时刻是根据记录栅或观测者对星象的平分，即对天顶距的某种判断而得到的。对天顶距的这种平分或判断，并不随观测恒星的方位不同而异，因此在测量天顶距方面应是等权的。在表 3.1 里，给出陕西天文台 I 型光电等高仪于 1973.10—1974.12 的观测结果^[1]，可以说明这一点。而星过时刻的确定，显然是不等权的，与被测星的方位角有关。此外，仪器误差（除了时间记录系统中某些延迟环节引入的误差外），气象和环境因素的变化，直接影响的是观测天顶距。诚然，在原理上误差方程式可以用天顶距差、时间差或纬度差来建立，但由于上面说的原因，用天顶距差来组成误差方程式应当更方便些。

表 3.1 单次观测精度 σ 与方位角的关系

A	26°5	45°0	55°0	63°5	80°0	101°0	117°5	130°0	141°0	156°0
σ (0"01)	±19	20	22	21	20	22	20	21	20	19
A	335°5	319°0	308°5	300°0	283°0	260°5	243°0	230°0	219°5	205°0
σ (0"01)	±21	23	24	22	25	21	19	19	18	18

把公式(3.1)重写成下面的形式:

$$\cos z = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos (T + u - \alpha). \quad (3.13)$$

在方程(3.13)中,正如前面所说的,观测量 $T = T_{\text{真}}$, 暂不考虑星表误差,把恒星视位置 α, δ 视为已知,则未知数为 u, φ, z .

(3.13) 式里的 T, u 为恒星时系统,一般天文台的钟面读数 $T_{\text{真}}$ 是世界时系统,应用到公式里要经过平时化恒星时(或相反)的工作. 为了简单起见,在推导公式时省去了这一步,因此可以把 $T_{\text{真}}$ 理解为由平时换算成的恒星时读数.

在公式(3.13)中,可以把观测天顶距 z 作为 $\varphi, u, \alpha, \delta$ 的函数. 对应于恒星过等高圈的记录时刻 $T_{\text{真}}$, 恒星的真天顶距 z 可表示为

$$\begin{aligned} z &= \cos^{-1} \{ \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos (T_{\text{真}} \\ &\quad + u - \alpha) \} - \Sigma \\ &= z(T_{\text{真}}, u, \varphi, \alpha, \delta) - \Sigma, \end{aligned} \quad (3.14)$$

式中 Σ 为若干改正项之和,见(3.41)、(3.42)式.

考虑到大气折射 ρ , 便得到恒星的视天顶距:

$$\begin{aligned} z_{\text{视}} &= z - \rho \\ &= z(T_{\text{真}}, u, \varphi, \alpha, \delta) - \Sigma - \rho. \end{aligned}$$

通常把 ρ 表示成

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho. \quad (3.15)$$

将(3.15)代入前式得

$$z_{\text{视}} = z(T_{\text{真}}, u, \varphi, \alpha, \delta) - \Sigma - \rho_0 - \Delta\rho. \quad (3.16)$$

由仪器角镜组两反射面的夹角所决定的天顶距为视天顶距,对于 60° 的等边棱镜,通常将它表示成

$$z_{\text{视}} = 30^\circ 00' 00'' + dz, \quad (3.17)$$

式中 dz 为对视天顶距采用值 $30^\circ 00' 00''$ 的改正,它的物理意义可视为角镜棱角(或夹角)的近似值($60^\circ 00' 00''$)与其真值

之差。通常在—组星的观测过程中，可以认为 dz 是个常数。

(3.17) 式的数值仅由仪器角镜的几何角度决定，与观测误差无关；(3.16) 式的数值则由观测决定，包含着观测误差。二式之差，便表示由观测引起的误差。对某颗观测恒星 i ，有

$$30^{\circ}00'00'' + dz - \{z(T_{\text{真}i}, u, \varphi, \alpha_i, \delta_i) - \Sigma_i - \rho_0 - \Delta\rho_i\} = V_i,$$

式中 V_i 表示第 i 星观测天顶距的误差。为了方便起见，常将下标 i 省去不写。将上式整理后得

$$30^{\circ}00'00'' + \rho_0 + dz - z(T_{\text{真}}, u, \varphi, \alpha, \delta) + \Delta\rho + \Sigma = V. \quad (3.18)$$

对 (3.18) 式，可以设法直接用电子计算机来解，这将在 3.3 节中介绍。但为了讨论和解算的方便，我们还是把未知数展成线性函数的形式。为此令

$$\begin{aligned} u &= u_0 + \Delta u, \\ \varphi &= \varphi_0 + \Delta\varphi, \\ \alpha &= \alpha_0 + \Delta\alpha, \\ \delta &= \delta_0 + \Delta\delta, \\ T_{\text{真}} &= T_0 + \Delta T. \end{aligned}$$

其中， T_0 是用 $u_0, \varphi_0, z_0, \alpha_0, \delta_0$ 根据 (3.13) 式计算得到，即

$$T_0 = \alpha_0 - u_0 + \cos^{-1} \left(\frac{\cos z_0 - \sin \varphi_0 \sin \delta_0}{\cos \varphi_0 \cos \delta_0} \right). \quad (3.19)$$

z_0 为任意取的与观测真天顶距尽量接近的一个值，本节后面将指出 z_0 宜取何值。

把方程 (3.18) 中的 $z(T_{\text{真}}, u, \varphi, \alpha, \delta)$ 在 $T_0, u_0, \varphi_0, \alpha_0, \delta_0$ 处展开，并略去二次项，有

$$\begin{aligned}
z(T, u, \varphi, \alpha, \delta) = z(T_0, u_0, \varphi_0, \alpha_0, \delta_0) \\
+ \left(\frac{\partial z}{\partial u}\right)_0 \Delta u + \left(\frac{\partial z}{\partial \varphi}\right)_0 \Delta \varphi \\
+ \left(\frac{\partial z}{\partial \alpha}\right)_0 \Delta \alpha + \left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_0 \Delta T \\
+ \left(\frac{\partial z}{\partial \delta}\right)_0 \Delta \delta.
\end{aligned} \quad (3.20)$$

由(3.14)式分别对 $u, \varphi, T, \alpha, \delta$ 求偏导数, 并利用(3.4)、(3.11)、(3.7)等式简化得

$$\left. \begin{aligned}
\left(\frac{\partial z}{\partial u}\right)_0 &= \left(\frac{\partial z}{\partial T}\right)_0 = -\left(\frac{\partial z}{\partial \alpha}\right)_0 = -\cos \varphi \sin A \\
\left(\frac{\partial z}{\partial \varphi}\right)_0 &= -\cos A \\
\left(\frac{\partial z}{\partial \delta}\right)_0 &= -\cos \varphi
\end{aligned} \right\} \quad (3.21)$$

将(3.20)、(3.21)两式代入(3.18)式, 并考虑时间和角度单位之间的关系, 得

$$\begin{aligned}
dz + 15 \cos \varphi_0 \sin A \Delta u + \cos A \Delta \varphi - (15 \cos \varphi_0 \sin A \Delta \alpha \\
- \cos \varphi \Delta \delta) + (30^\circ + \rho_0 - z_0) + 15 \cos \varphi_0 \sin A \Delta T \\
+ \Delta \rho + \Sigma = V.
\end{aligned}$$

由于 z_0 是任取的, 显然, 为使方程简化起见, 最好取

$$z_0 = 30^\circ + \rho_0.$$

如果暂不考虑星表误差的影响, 上面方程变为

$$\begin{aligned}
dz + 15 \cos \varphi_0 \sin A \Delta u + \cos A \Delta \varphi + 15 \cos \varphi_0 \sin A \Delta T \\
+ \Delta \rho + \Sigma = V.
\end{aligned}$$

为简洁方便起见, 可以令

$$\left. \begin{aligned} x &= 15 \cos \varphi_0 \Delta u \\ y &= \Delta \varphi \\ \delta h &= 15 \cos \varphi_0 \sin A (T_{\text{真}} - T_0) + \Delta \rho + \Sigma \end{aligned} \right\} \quad (3.22)$$

将(3.22)代入上面方程得

$$x \sin A + y \cos A + dz + \delta h = V. \quad (3.23)$$

这就是等高观测通常采用的误差方程式。观测记录任一颗星都可得到一个这样的误差方程。每一颗星的记录时刻 $T_{\text{真}}$ 对应一个 δh ，实际上 δh 是方程(3.23)的常数项。显然，方程(3.23)的未知数为 x, y, dz 。原则上，观测三颗不同方位的星，有三个方程，就可解出三个未知数。

3.3 二阶项的影响和三角函数解法

在展开式(3.20)中，我们略去了二次项。现在来估算一下，略去的这些项会对残差带来多大影响以及能否允许这样做。

首先，把略去的二次项之和写在下面(由恒星坐标误差引起的二次项不考虑)：

$$\begin{aligned} \Delta = \frac{1}{2} & \left\{ \left(\frac{\partial^2 z}{\partial u^2} \right)_0 \Delta u^2 + \left(\frac{\partial^2 z}{\partial u \partial \varphi} \right)_0 \Delta u \Delta \varphi + \left(\frac{\partial^2 z}{\partial \varphi^2} \right)_0 \Delta \varphi^2 \right. \\ & + \left(\frac{\partial^2 z}{\partial u \partial T} \right)_0 \Delta u \Delta T + \left(\frac{\partial^2 z}{\partial T^2} \right)_0 \Delta T^2 \\ & \left. + \left(\frac{\partial^2 z}{\partial T \partial \varphi} \right)_0 \Delta T \Delta \varphi \right\}. \end{aligned} \quad (3.24)$$

下面我们来求每一项的系数并估计它们的值和影响。利用(3.21)式，有

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 z}{\partial u^2} \right)_0 &= \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (-\cos \varphi \sin A) \right\}_0 \\ &= \left\{ -\cos \varphi \cos A \frac{dA}{dt} \right\}_0. \end{aligned}$$

将(3.3)式对 z 和 A 微分, 并利用(3.21)式的第一式, 得

$$\frac{dA}{dt} = (\sin \varphi - \cos \varphi \operatorname{ctg} z \cos A). \quad (3.25)$$

将(3.25)代入前式得

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 z}{\partial u^2} \right)_0 &= -\cos \varphi_0 \cos A (\sin \varphi_0 - \cos \varphi_0 \operatorname{ctg} z \cos A) \\ &= \Delta_{uu} = \Delta_{TT} = \Delta_{uT}. \end{aligned}$$

将(3.3)式对 φ, z, A 微分, 并利用(3.21)式的第二式得

$$\left(\frac{\partial A}{\partial \varphi} \right) = \operatorname{ctg} z \sin A.$$

利用此式可得

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 z}{\partial \varphi^2} \right)_0 &= \left\{ \frac{\partial}{\partial \varphi} (-\cos A) \right\}_0 = \left(\sin A \frac{\partial A}{\partial \varphi} \right)_0 \\ &= \operatorname{ctg} z \sin^2 A = \Delta_{\varphi\varphi} \end{aligned}$$

和

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 z}{\partial u \partial \varphi} \right)_0 &= \sin A (\sin \varphi_0 - \cos \varphi_0 \operatorname{ctg} z \cos A) \\ &= \Delta_{u\varphi} = \Delta_{T\varphi}. \end{aligned}$$

将以上三式代入(3.24)式, 以角秒为单位表示, 并假定 $\Delta u, \Delta \varphi$ 均以角秒为单位, (3.24)式变为

$$\begin{aligned} \Delta'' &= \frac{1}{2\rho''} (\Delta_{uu} \Delta u^2 + \Delta_{u\varphi} \Delta u \Delta \varphi + \Delta_{\varphi\varphi} \Delta \varphi^2 + \Delta_{uu} \Delta T^2 \\ &\quad + \Delta_{u\varphi} \Delta T \Delta \varphi + \Delta_{uT} \Delta u \Delta T). \end{aligned}$$

为了估计 Δ 的最大影响, 我们对 $\varphi = 40^\circ, z = 30^\circ$, 分别求出 $\Delta_{uu}, \Delta_{u\varphi}, \Delta_{\varphi\varphi}$ 的最大绝对值:

$$|\Delta_{uu}| = 1.5, \text{ 当 } A = 180^\circ \text{ 时};$$

$$|\Delta_{u\varphi}| = 1.2, \text{ 当 } A = 45^\circ \text{ 时};$$

$$|\Delta_{\varphi\varphi}| = 1.7, \text{ 当 } A = 90^\circ \text{ 时}.$$

由此得到

$\Delta''_{\max} < 0''.007$, 对 $\Delta u = \Delta \varphi = 10''$ 和 $\Delta T = 30''$.

对天文台来讲,通常 $\Delta u, \Delta \varphi$ 都小于 $1''$, 可见二阶项的影响甚微.

等高观测的误差方程式,还可以有另外一些形式和解法,比如定位线法和直接的三角函数解法^[1]. 对前一种我们将在附录二里,同误差方程的近似解法一块介绍. 这里仅对后一种方法做简要的介绍.

从(3.13)式可得

$$\begin{aligned}\cos z &= \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos u \cos (T - \alpha) \\ &\quad - \cos \varphi \cos \delta \sin u \sin (T - \alpha),\end{aligned}$$

令

$$X = \frac{\cos \varphi \cos u}{\cos z},$$

$$Y = -\frac{\cos \varphi \sin u}{\cos z},$$

$$Z = \frac{\sin \varphi}{\cos z},$$

并代入上式,原方程就变为未知数为 X, Y, Z 的线性方程:

$$X \cos \delta \cos (T - \alpha) + Y \cos \delta \sin (T - \alpha) + Z \sin \delta = 1. \quad (3.26)$$

方程(3.26)可以使用计算机按照最小二乘法来解. 解出 X, Y, Z 后,就可以计算出未知量 φ, u, z . 下面简要介绍一下在这种解法里,残差的意义.

设 $\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z}$ 为方程组(3.26)的最小二乘法解,将其代入每个条件方程后,会出现残差 v . 即

$$\begin{aligned}\bar{X} \cos \delta \cos (T - \alpha) + \bar{Y} \cos \delta \sin (T - \alpha) + \bar{Z} \sin \delta \\ = 1 + v;\end{aligned}$$

另一方面,对每一个条件方程,我们可以选取一个 T_0 , 使

其残差 ν 为零,即

$$\bar{X} \cos \delta \cos (T_0 - \alpha) + \bar{Y} \cos \delta \sin (T_0 - \alpha) + \bar{Z} \sin \delta = 1.$$

令 $T = T_0 + \Delta T$, 略去二阶项,并用(3.4)式简化,可得

$$\operatorname{tg} z \sin A \cos \varphi \Delta T = \nu,$$

即

$$-(z - z_0) \operatorname{tg} z = \nu$$

或

$$(z_0 - z) \operatorname{tg} z = \nu.$$

式中, z 和 z_0 分别用 T 和 T_0 (以及由 $\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z}$ 确定的 φ, \bar{u}) 代入(3.1)式算得。可见残差具有天顶距的量纲。

当考虑到蒙气差和其他改正项的影响时,应当用 $\{1 - (\rho + \Sigma) \operatorname{tg} z\}$ 来代替(3.26)式右端的 1。

需要指出,这个方法的缺点是,计算时要求输入时、分、秒的全部数值,实用上稍有不便。

3.4 若干系统改正

1. 曲率改正和加速度改正

恒星在天球上过等高圈附近的运动情况用图 3.4 表示,它们在望远镜视场里的投影用图 3.5 表示。在该二图中, OZ 代表主光路望远镜的主截面, GG' 为等高圈,二者交于 O 点。 HH' 代表望远镜视场里理想水平中丝。

由于仪器放置的方位 A' 不一定恰好等于恒星过等高圈的方位角 A , 恒星过理想水平中丝 (σ) 时不一定恰好在仪器的主截面上,即不一定经过 O 点。因此,恒星的两个象在视场里重合(即过理想水平中丝)时的天顶距 z'_0 就不一定等于仪器等高圈天顶距 z_0 , 二者之差与 $(A' - A)$ 的数值有关。另一方面,除赤道星外,恒星视运动的轨迹是个小圆,在 3.1 节里已指出,它在视场里的投影为一段圆弧。虽然恒星在圆弧

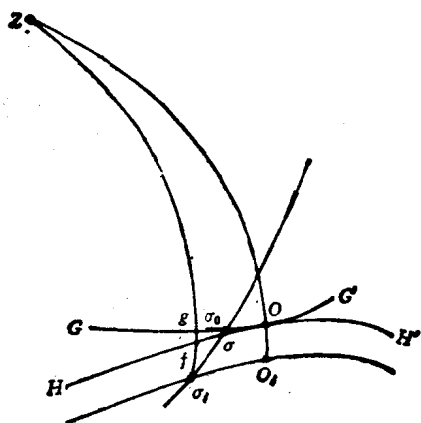


图 3.4

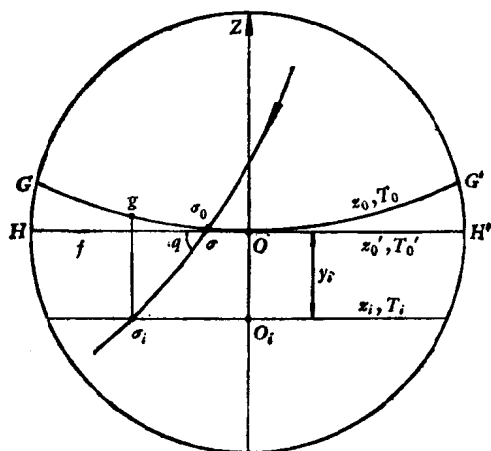


图 3.5

上的运动是均匀的, 但投影到 OZ 方向以后, 并非匀速。其结果使得各记录点时刻的平均所对应的恒星天顶距并非等于各记录点所对应天顶距的平均(即中丝天顶距)。由于上述两

个原因,根据观测记录的平均时刻而得到的恒星天顶距,应加以改正,归算至仪器等高圈天顶距上.为此,令星过第 i 条水平丝 $\sigma_i O_i$ 的记录时刻为 T_i ,并令该丝与理想水平中丝的角距离为 y_i . 由图 3.5 可以看出,恒星过水平丝 $\sigma_i O_i$ 时的天顶距 z_i 与仪器等高圈天顶距 z_0 之差可以表示为

$$\Delta z_i = z_i - z_0 = y_i + fg. \quad (3.27)$$

为了求得 z_i 与 z_0 的数量关系,我们必须先求出 fg . 由图 3.4,在直角三角形 ZOf 中,

$$\widehat{ZO} = z_0,$$

$$\widehat{Zf} = z_0 + fg.$$

由余弦公式得

$$\cos(z_0 + fg) = \cos z_0 \cos Of.$$

将上式两边分别展开,并只取到 fg 的一次项, Of 的二次项,得

$$fg = \frac{1}{2} (Of)^2 \text{ctg} z,$$

式中 z_0 的下标省去. 令

$$O\sigma = X$$

并利用关系式

$$\angle \sigma \sigma_i f = 90^\circ - q,$$

可得

$$Of = X + \sigma f = X + y_i \text{ctg} q,$$

将它代入上面 fg 的式中有

$$fg = \frac{1}{2} \text{ctg} z (X^2 + 2X y_i \text{ctg} q + y_i^2 \text{ctg}^2 q). \quad (3.28)$$

令恒星过仪器等高圈天顶距 z_0 的时刻为 T_0 , 对于第 i 个记录时刻 T_i 有

$$z_i - z_0 = \frac{\partial z}{\partial t} (T_i - T_0) + \frac{1}{2} \Delta_{uu} \Delta t_i^2,$$

利用(3.27)式,可得

$$\begin{aligned} \Delta z_i &= y_i + fg \\ &= \frac{\partial z}{\partial t} (T_i - T_0) + \frac{1}{2} \Delta_{uu} \Delta t_i^2. \end{aligned} \quad (3.29)$$

将(3.28)式代入(3.29)式后,对 n 个记录取平均,并利用以下关系式:

$$T_{\text{中}} = \frac{1}{n} \sum T_i,$$

$$\Delta t_i = y_i / \frac{dz}{dt} \text{ (略去二次项),}$$

$$\sum y_i = 0,$$

得

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} X^2 \text{ctg} z + \overline{y^2} \text{ctg} z \text{ctg}^2 q \\ &= \frac{\partial z}{\partial t} (T_{\text{中}} - T_0) + \frac{1}{2} \Delta_{uu} \overline{\Delta t^2}. \end{aligned}$$

对应于记录时刻 $T_{\text{中}}$ 的天顶距为 z , 而 T_0 时刻的天顶距为 z_0 , 所以有下式:

$$\frac{\partial z}{\partial t} (T_{\text{中}} - T_0) = z - z_0 = \Sigma_1.$$

该式与前式相联系,可以得到

$$\begin{aligned} \Sigma_1 &= \frac{1}{2} X^2 \text{ctg} z + \frac{1}{2} \overline{y^2} \text{ctg} z \text{ctg}^2 q \\ &+ \frac{1}{2} \overline{y^2} \frac{\cos A}{\cos \varphi \sin^2 A} (\sin \varphi - \cos \varphi \text{ctg} z \cos A) \\ &= \Delta A + \Delta B. \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}\Delta A &= \frac{1}{2} X^2 \operatorname{ctg} z, \\ \Delta B &= \frac{1}{2} \bar{y}^2 \operatorname{ctg} z \operatorname{ctg}^2 q \\ &\quad + \frac{1}{2} \bar{y}^2 \frac{\cos A}{\cos \varphi \sin^2 A} \\ &\quad \times (\sin \varphi - \cos \varphi \operatorname{ctg} z \cos A) \\ &= \frac{1}{2} \bar{y}^2 s.\end{aligned}$$

式中 X 为星过等高圈 (即对应于 12.5 个记录) 时星象在视场里的横坐标 (通常以角分表示). $\bar{y}^2 = \frac{1}{n} \sum y_i^2$ 为仪器常数. 下面将会看到, ΔB 中的第二项, 就是在方位跟踪观测情况下的加速度改正. 我们再把 ΔB 的表达式简化一下.

$$\begin{aligned}s &= \operatorname{ctg}^2 q [\sin^2 A \cos^2 \varphi \cos z - (\cos \varphi \cos z - \sin \varphi \sin z \\ &\quad \times \cos A) \sin^2 q \cos \varphi] / (\cos^2 q \sin z \sin^2 A \cos^2 \varphi).\end{aligned}$$

将(3.10)式代入上式得

$$s = \operatorname{ctg}^2 q \frac{\sin^2 A \cos z \cos \varphi - \cos \delta \cos t \sin^2 q}{\cos^2 q \sin z \sin^2 A \cos \varphi}.$$

利用(3.5)式, 上式变为

$$s = \operatorname{ctg}^2 q \frac{\cos z \cos \delta - \cos \varphi \cos t}{\cos^2 q \sin z \cos \delta}.$$

再利用(3.9)式得

$$s = \operatorname{ctg}^2 q \cdot \frac{\sin \delta}{\cos q \cos \delta} = \operatorname{ctg}^2 q \operatorname{tg} \delta \sec q.$$

于是有

$$\Delta B = \frac{1}{2} \bar{y}^2 \operatorname{ctg}^2 q \operatorname{tg} \delta \sec q.$$

在某些情况下, ΔB 用方位角 A 表示会更方便些, 有

$$\Delta B = \frac{1}{4} \bar{y}^2 \frac{\sin 2z}{\sin^2 A} \left(\operatorname{tg}^2 \varphi - \frac{2 \operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} 2z} \cos A - \cos^2 A \right).$$

将 ΔA , ΔB 代入 Σ_1 得

$$\begin{aligned} \Sigma_1 &= \frac{1}{2} X^2 \operatorname{ctg} z + \frac{1}{2} \bar{y}^2 \operatorname{ctg}^2 q \operatorname{tg} \delta \sec q \\ &= \frac{1}{2} X^2 \operatorname{ctg} z + \frac{1}{4} \bar{y}^2 \frac{\sin 2z}{\sin^2 A} \left(\operatorname{tg}^2 \varphi \right. \\ &\quad \left. - \frac{2 \operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} 2z} \cos A - \cos^2 A \right). \end{aligned} \quad (3.30)$$

(3.30) 式就是超人差棱镜等高仪的星径曲率改正和等高圈曲率改正, 统称为曲率改正。

对国产光电等高仪观测记录时, 仪器在方位角方向跟踪恒星。因此, 恒星始终处于望远镜的主截面上。在这种情况下, 利用

$$\sum \Delta z_i = 0$$

的条件, 将(3.29)式对 n 个记录取平均, 得

$$\begin{aligned} \Delta W &= \Sigma_1 \\ &= \frac{\partial z}{\partial t} (T_{\text{星}} - T_0) \\ &= -\frac{1}{2} \Delta_{\text{星}} \overline{\Delta t^2} \\ &= \frac{1}{2} \overline{\Delta z^2} \frac{\cos A}{\cos \varphi \sin^2 A} (\sin \varphi \\ &\quad - \cos \varphi \operatorname{ctg} z \cos A). \end{aligned}$$

为使符号一致起见, Δz 仍可用 y 来表示:

$$\begin{aligned} \Delta W &= \frac{1}{2} \bar{y}^2 \frac{\cos A}{\cos \varphi \sin^2 A} (\sin \varphi - \cos \varphi \operatorname{ctg} z \cos A) \\ &= \frac{1}{2} \bar{y}^2 (\operatorname{ctg} A \operatorname{csc} A \operatorname{tg} \varphi - \operatorname{ctg}^2 A \operatorname{ctg} z). \end{aligned} \quad (3.31)$$

ΔW 就称为在方位跟踪情况下恒星运动的加速度改正。

下面我们来估算一下 ΔA , ΔB 和 ΔW 的数量。

对超人差棱镜等高仪, $z = 30^\circ$, $\varphi = 40^\circ$, $A = 10^\circ$,

$\frac{1}{\rho} y^2 = 0''.027$, 计算得到

$$\Delta B = 0''.307,$$

$$\Delta A = 0''.015 \text{ (当 } X = 1' \text{ 时)}$$

$$\text{或 } 0''.136 \text{ (当 } X = 3' \text{ 时)}.$$

对 II 型光电等高仪, 取 $\frac{1}{\rho} y^2 = 0''.0476$, 其他条件同上, 得

$$\Delta W = -0''.669,$$

而当 $A = 170^\circ$ 时

$$\Delta W = -1''.96.$$

可见对近子午线的恒星, 特别是南星, ΔW 是一个相当可观的改正。因此, 有必要讨论一下光电等高仪两个星象记录不对称可能造成的影响。设等高圈在记录栅平面上的投影偏离其刻划对称线为 δz (图 3.6), 于是

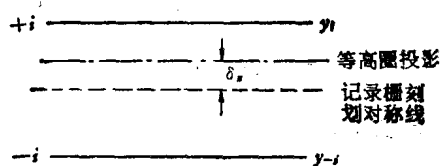


图 3.6

$$\begin{aligned} \frac{1}{n} \sum y_i^2 &= \frac{1}{n} \sum_{n/2} \{ (y_{+i} - \delta z)^2 + (y_{-i} + \delta z)^2 \} \\ &= \frac{1}{n} \sum_{n/2} (y_{+i}^2 + y_{-i}^2 + 2\delta z^2) \end{aligned}$$

$$= \bar{y}^2 + \delta z^2.$$

假设 $\delta z = 10''$, $\delta z^2: \bar{y}^2 = 1\%$. 当 $A = 170^\circ$ 时, 量 δz 对 ΔW 的影响可达 $0.''02$. 因此, 为了保证其最大影响小于 $0.''01$, 对仪器角镜俯仰角度的要求, 应限制在 $5''$ 以内, 即两个象记录的不对称性应在半个记录以内.

2. 蒙气差改正

前面已经述及, 由于蒙气差的存在, 使得恒星的观测天顶距变小. 在进行观测结果的归算时, 必须改正它对观测结果的影响. 对纬度为 45° 的海平面上, 气温为 0°C , 气压为 760mmHg 柱, 气压计内水银温度也是 0°C 时的标准状况, 当视天顶距为 30° 时, 标准蒙气差数值为

$$\rho_{0,760} = 34.''69.$$

蒙气差的数值与仪器附近空气的密度成正比. 而空气的密度, 根据波义耳-马略特定律, 与气压成正比, 与绝对温度成反比. 所以对温度为 $t^\circ\text{C}$, 气压为 $P\text{mm Hg}$ 柱时, 视天顶距为 30° 的蒙气差数值为

$$\begin{aligned}\rho_{t,P} &= 34.''69 \times \frac{P}{760} \times \frac{273}{273+t} \\ &= \frac{12.''46}{273+t} P.\end{aligned}$$

当气压 P 以 mb 为单位时, 相应为

$$\rho_{t,P} = \frac{9.''347}{273+t} P.$$

对于海拔高度为 $H(\text{m})$, 纬度为 φ 的观测站, 气压计的水银温度为 $\theta^\circ\text{C}$, 需要将气压计读数 P' 归算到上述标准状况下. 归算公式为

$$P = P'(1 - 0.00264 \cos 2\varphi - 0.000000196H - 0.000163\theta).$$

基于气压计温度 θ 和空气温度 t 相差很小, 上式可写为

$$P = P'(1 - 0.00264 \cos 2\varphi - 0.000000196H - 0.000163t) + \bar{P}' \times 0.000163(t - \theta),$$

式中 \bar{P}' 为 P' 的平均值.

将 P 的上述表达式代入 $\rho_{i,p}$ 中, 可得

$$\rho_{i,p} = P'a(t) + (t - \theta)b(P).$$

式中

$$a(t) = [12''.46 \times (1 - 0.00264 \cos 2\varphi - 0.000000196H - 0.000163t)] / (273 + t);$$

当气压计读数以 mb 为单位时, 有

$$a(t) = [9''.347 \times (1 - 0.00264 \cos 2\varphi - 0.000000196H - 0.000163t)] / (273 + t).$$

$$b(P) \approx 0''.005.$$

实际上 $b(P)$ 随气压的变化, 在一年内也不到 $0''.001$, 故可视为常数. $a(t)$ 可以以气温 t 为引数编表, 计算和使用皆很方便.

由(3.15)式可得

$$\Delta\rho = P'a(t) + 0''.005(t - \theta) - \rho_0. \quad (3.32)$$

通常取 $\rho_0 = 30''$, 因而(3.19)式中的 $z_0 = 30^\circ 00' 30''$.

对 II 型光电等高仪, 由于采用了水平密封窗的真空镜筒, 抵消了绝大部分大气折射¹⁾, 仅采用以下的真空改正公式:

$$\begin{aligned} \Delta\rho &= -0''.058 + \frac{\Delta P}{760} \times \frac{273}{273 + t} \times 34''.69 \\ &= -0''.058 + 12''.46 \times \frac{\Delta P}{273 + t}. \end{aligned} \quad (3.33)$$

1) 参见本章最后“注释”中的[注2].

式中第一项为水平密封窗的温差变形、压力变形、不平度影响等若干改正项之和, ΔP 为镜筒内部的残余气压, 以 mmHg 柱为单位。由于 ΔP 一般在 10mm 以下, 故 (3.33) 式第二项随气温变化甚微。

对密封窗水平放置的真空镜筒, $\rho_0 = 0$, 因而 (3.19) 式中的 $z_0 = 30^\circ 00' 00''$ 。

对于非真空镜筒(例如 I 型), 或者真空镜筒的密封窗与星光方向垂直放置, 蒙气差改正仍需用 (3.32) 式计算。

通常每组星观测的始末(或每小时)读取气温和气压的数值, 按公式计算出这些点的蒙气差改正, 每颗星的改正则按其观测时刻或在组内次序由读数点内插得到。

3. 焦平面位移改正

对于超人差棱镜等高仪, 渥拉斯顿棱镜的分象面和仪器的焦平面重合时, 渥拉斯顿棱镜所在的位置称之为它的零位置。对应于这个位置的测微鼓读数以 V_0 表示。

对应于某个接触信号的记录时刻 T_i , 测微鼓读数记为 V_i , 24 个记录信号的平均所对应的测微鼓读数为

$$V_m = \frac{1}{24} \sum_{i=1}^{24} V_i.$$

在一般情况下, 接触测微鼓的位置不会发生变动, 因此 V_m 的数值不变, 可视为仪器常数之一。在理论上, V_m 应等于 V_0 , 即 24 个记录应严格对称于仪器的焦平面。但由于外界温度变化等因素的影响, 可能会使仪器焦平面位置发生微小移动, 致使 V_0 并非恒定以及 V_m 不等于 V_0 。众所周知, 由仪器棱角所决定的天顶距是相对其焦平面而言的, 而实际观测记录的天顶距则是相对于 V_m , 归算时必须化到 V_0 上来。已知超人差棱镜等高仪的测微鼓读数增加时, 仪器天顶距减少, 因而记

录的平均时刻所对应的天顶距 z_m 和仪器等高圈天顶距 z_0 有如下关系:

$$\Delta V = z_m - z_0 = k(V_0 - V_m), \quad (3.34)$$

式中 k 为测微鼓的周值,也是仪器常数之一。

V_0 之值用平面镜反射自准直法测量。每组观测的始末各测一次(每次读取 10 个值的平均),代入(3.34)式计算头尾两个 ΔV 值,按每颗星在组内的次序内插出其改正值。

4. 周日光行差改正

周日光行差使恒星 σ 沿着 σE 大圆弧向东点 E 移动到 σ' 点(见图 3.7),后者与记录时刻 T_m 对应。在由恒星真位置计算视位置的时候,要考虑这种影响。

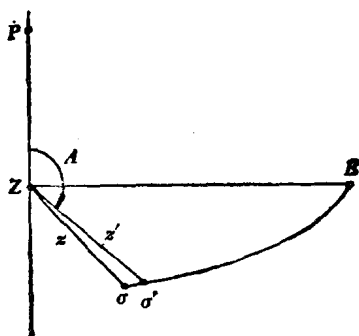


图 3.7

在狭窄球面三角形 $Z\sigma\sigma'$ 中,

$$z - z' = \widehat{\sigma\sigma'} \cos \angle Z\sigma\sigma'.$$

在球面天文学中,已知

$$\widehat{\sigma\sigma'} = 15 \times 0.021 \cos \varphi \sin \sigma E,$$

将后式代入前式得

$$z - z' = 15 \times 0.021 \cos \varphi \sin \sigma E \cos \angle Z \sigma \sigma'. \quad (3.35)$$

在三角形 $Z\sigma E$ 中, 利用五元素公式得

$$\begin{aligned} \sin \widehat{\sigma E} \cos \angle Z \sigma E &= -\cos z \cos (A - 90^\circ) \\ &= -\cos z \sin A. \end{aligned}$$

将上式代入(3.35)式, 对 $z = 30^\circ$, 并以时间单位表示, 得

$$\begin{aligned} z - z' &= -0.021 \cos z \cos \varphi \sin A \\ &= -0.018 \cos \varphi \sin A. \end{aligned} \quad (3.36)$$

(3.36) 式表示周日光行差对等高观测天顶距的影响。为了归算方便, 我们再把它化成对记录时刻的影响。由

$$\frac{dt}{dz} = -\frac{1}{\cos \varphi \sin A}$$

得

$$\begin{aligned} \delta t &= -\frac{1}{\cos \varphi \sin A} (z - z') \\ &= -\frac{1}{\cos \varphi \sin A} (-0.018 \cos \varphi \sin A) = 0.018. \end{aligned} \quad (3.37)$$

周日光行差使恒星过等高圈的记录时刻推迟, 应从 T_m 中减去 0.018 。或者认为恒星在天球上没有动, 而是观测站的天顶向西移动, 使经度变小(对东半球), 应从经度 λ 中减去 0.018 。

5. 迟滞差改正

在第二章里已经提到过, 光电等高仪的光电装置与中星仪上常用的直流光电装置不同, 是交流光电装置。在该装置中, 为了得到与调制栅(即记录栅)相对应的调制包络信号, 采用相敏检波和 RC 低通滤波器滤波。由于 RC 低通滤波器

的相移特性,使得滤波后的信号产生了相移,即通常所说的时间延迟或迟滞差。尽管交流光电装置与直流光电装置不同,产生延迟的环节也不一样,但计算迟滞差的公式相同。

在巴甫洛夫的直流光电装置里,光电倍增管是一个恒流源(见图 3.8),由此出发可以得到电流随时间变化的微分方程^[111]:

$$i_R + RC \frac{di_R}{dt} = i_0$$

及其解

$$i_R = e^{-\frac{t}{\theta}} \left\{ H + \int \frac{i_0}{\theta} e^{\frac{t}{\theta}} dt \right\}. \quad (3.38)$$

在光电等高仪的交流光电装置中,相敏检波器可以等效为一个恒压源(图 3.9), RC 构成低通滤波器,由此同样可以得到电压随时间变化的微分方程:

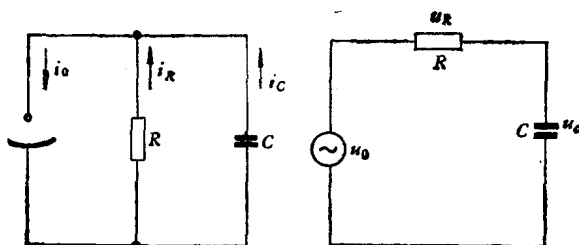


图 3.8

图 3.9

$$u_C + RC \frac{du_C}{dt} = u_0$$

及其解

$$u_C = e^{-\frac{t}{\theta}} \left\{ H + \int \frac{u_0}{\theta} e^{\frac{t}{\theta}} dt \right\}. \quad (3.39)$$

在(3.38)、(3.39)二式中,

$$\theta = RC$$

为电路的时间常数。

下面分几种情况来讨论信号的延迟。

(1) 方波。当星象为一几何点时,信号波形为方波,用相应的边界条件代入(3.38)或(3.39)式,不难得到其迟滞差 τ_d 和电路时间常数 θ 之间的关系为

$$\tau_d = 0.693\theta,$$

即

$$\theta = 1.443\tau_d. \quad (3.40)$$

(3.40)式就是由方波信号的迟滞差推求电路时间常数的常用公式。

(2) 正弦波。若星象直径和记录栅格宽相等,且星象为能量均匀分布的圆面,则由记录栅调制的星光信号为正弦波,其迟滞差 τ_s 和电路时间常数之间的关系为

$$\begin{aligned} \tau_s &= \theta - \frac{1}{3} \left(\frac{\pi}{d} \theta \right)^2 \theta \\ &= \theta - \Delta\theta_s. \end{aligned} \quad (3.41)$$

式中 d 为以时间表示的星象直径,对于光电等高仪,

$$d = \frac{s_0}{15 \cos \varphi \sin A} = \frac{d_0}{\sin A},$$

s_0 为以角秒表示的记录栅格宽, $d_0 = s_0 / 15 \cos \varphi$ 为以时秒表示的宽度。

为便于说明起见,用表 3.2 给出当 $\theta = 70\text{ms}$, $d_0 = 1.4$ 时, $\Delta\theta_s$ 的计算值。

表 3.2 $\Delta\theta_s$ 与方位角 A 的关系

A	90°	60°	45°	30°	16.3°
$\Delta\theta_s(\text{ms})$	0.6	0.4	0.3	0.2	0.1

(3) 正弦梯形波。在实用上,为了提高记录点的信噪比,

通常实际使用的星象直径 s_d 比记录栅格宽 s_0 要小些。在这样的情况下,星光信号的波形并非正弦波,而是平顶平底的正弦梯形波。其迟滞差 τ_T 和电路时间常数 θ 的关系为

$$\tau_T = \theta - \Delta\theta_T. \quad (3.42)$$

其中

$$\Delta\theta_T = - \frac{\theta \cos \frac{\pi}{d} \theta - \frac{d}{\pi} \sin \frac{\pi}{d} \theta + \frac{\pi \theta^2}{d} e^{-\frac{d}{2\theta}}}{\cos \frac{\pi}{d} \theta + \frac{\pi \theta}{d} \sin \frac{\pi}{d} \theta + \frac{\pi \theta}{d} e^{-\frac{d}{2\theta}}}.$$

当星象直径 $s_d < \frac{1}{4} s_0$ 时,需要给出另外的近似公式,此处从略。

我们对 $\theta = 70\text{ms}$, $d_0 = 1.4$, $s_d:s_0 = 90\%$, 70% , 50% , 30% 以及分别对 $A = 90^\circ$, 45° , 30° , 16.3 计算出其改正值 $\Delta\theta_T$, 列于表 3.3。

表 3.3

$\Delta\theta_T(\text{ms})$ $s_d:s_0(\%)$ A	90	70	50	30
90°	0.7	1.1	2.1	5.0
45°	0.4	0.6	1.1	2.8
30°	0.2	0.3	0.6	1.5
16.3	0.1	0.1	0.2	0.5

从表 3.3 容易看出,星象直径越小,其改正项 $\Delta\theta_T$ 越大,改正值随星象直径的变化也越大。因而在实际工作中,星象直径不宜取得过小,以免星象直径变化产生有害的系统差。需要指出,如果前置放大器对亮星信号进行了限幅放大,使波形变为更陡的梯形波,其效果和星象直径变小一样,使迟滞差

变小。因此,应要求对不同亮度星的信号进行按比例地衰减,同时必须要求交流放大器具有足够的线性工作范围。

由于仪器光学系统的性质和成象质量,不能保证实际星象的能量分布同推导迟滞差公式时的假定一样;同时,星象受到大气抖动和星光闪烁等因素的影响,其信号波形均不能满足为正弦波的要求。因此,单纯从理论上推导的迟滞差公式难以与实际情况完全符合。实践表明,即使加了改正之后,仍可能残留一定数量的系统差。在等高观测的情况下,这种系统差主要影响时间结果,而不影响纬度和天顶距结果。为了减小这类系统误差,电路的时间常数应小些为好。欲彻底摆脱它的影响,必须采用伺服跟踪、光子计数等新颖的记录方法。

迟滞差通常用调制方波信号来测定,每晚测定一次或两次。修正观测结果所用的迟滞差值,可取一周或半月内测定值的平均,也可取当日的测定值。实际改正时,也可象周日光行差那样,将迟滞差的平均值用来修正经度采用值,而每次只需加其对平均值偏离的改正。

综上所述,需要在 δh 中计入的所有改正,对超人差棱镜等高仪,有

$$\Sigma = \Delta A + \Delta B + \Delta V + \Delta \rho + \delta t; \quad (3.43)$$

对国产光电等高仪,有

$$\Sigma = \Delta W + \Delta \rho + \delta t + \tau_T. \quad (3.44)$$

注 释

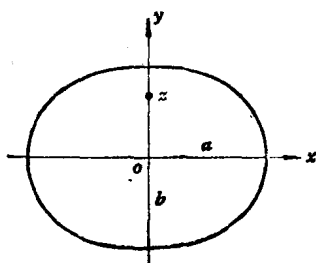
[注 1] 设望远镜焦距为 f , 天球可等效成半径为 f 的球, 等高圈小圆的半径为 $f \sin z$, 该小圆在视场平面上的投影是一个椭圆, 该椭圆的长、短半轴分别为 $a = f \sin z$, $b = f \sin z \cos z$ 。若直角坐标系原点取在椭圆中心, 则椭圆方程为

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1.$$

由微分几何公式知,椭圆在 σ 处 ($y = -b, x = 0$) 的曲率半径为

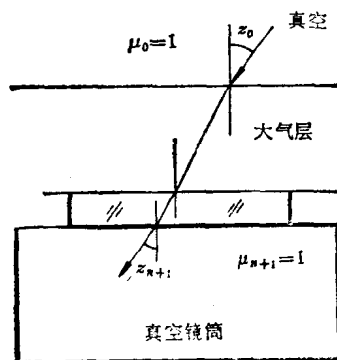
$$\begin{aligned} R \Big|_{\substack{x=0 \\ y=-b}} &= \left| \frac{(1 + y')^{3/2}}{y''} \right|_{\substack{x=0 \\ y=-b}} \\ &= \frac{a^2}{b^2} = f \operatorname{tg} z. \end{aligned}$$

曲率半径中心在 Z (天顶方向与该平面的交点), 如注图 3.1 所示.



注图 3.1

[注 2] 当真空镜筒的密封窗水平放置时, 可将其视为与大气等密度层平行, 如注图 3.2 所示. 令星光自真空进入大气层的入射角为 z_0 , 大气层外折射率 $\mu_0 = 1$. 由光线在不同介质里传播的折射公式, 可得



注图 3.2

$$\mu_0 \sin z_0 = \mu_1 \sin z_1 = \dots = \mu_n \sin z_n = \mu_{n+1} \sin z_{n+1}.$$

当镜筒内为真空时, $\mu_{n+1} = \mu_0 = 1$, 于是

$$\sin z_0 = \sin z_{n+1},$$

因此有

$$z_0 = z_{n+1},$$

即镜筒内星光方向与大气层外星光的人射方向相平行。如果把大气层等效为与密封窗平行的一层介质, 更容易看出, 星光由真空经过两层介质又进入真空, 显然方向应当不变。

由于镜筒内的真空度不十分高, 尚残留几 mm Hg 柱的气压, 同时又产生了其他的真空效应, 故还需引入真空改正。

参 考 文 献

- [1] 陕西天文台一室, 天文学报, 16, 104, 1975.

第四章 等高观测方法测定时间、纬度

4.1 世界时和纬度测定的意义

任何周期运动，只要满足以下两个条件就可以作为时间计量系统：其一是可复制性或可观测性，其二是稳定性。地球的自转运动，以前人们认为是均匀的，因此很早就被用作时间计量系统，近代称之为世界时系统。

天体的东升西落是地球自转的反映，观测天球上恒星过某些特定位置的时刻，借助于一架高质量的工作钟，原则上就可以得到以地球自转运动为基准的世界时系统。如果被测星的位置没有误差的话，观测恒星周日运动所得到的时间与观测地球自转本身等效。因此，也常把由观测恒星得到的世界时称为地球自转时，它是建立在地球自转运动的基础上的。

科学的发展和技术的进步，也从多方面促进世界时工作的进展。例如上一世纪末发现和证实的地极移动和本世纪30年代石英钟用作守时工具后发现的地球自转的不均匀性，使得世界时的测定精度和均匀性都获得重要改善。地极在地球表面上的移动引起了地面上观测站子午线方向的变化，它对地面上坐标为 λ, φ 的观测站测时的影响为

$$\Delta\lambda = \frac{1}{15} (x \sin \lambda - y \cos \lambda) \operatorname{tg} \varphi.$$

本世纪30年代由石英钟钟速的变化发现了地球自转含有明显的季节变化，其改正值取为(此处为1962年以后采用的新系数值)：

$$\Delta T_s = 0.022 \sin 2\pi t - 0.012 \cos 2\pi t - 0.006 \sin 4\pi t$$

$$+ 0.007 \cos 4\pi t,$$

对世界时的直接观测值 $UT0$ 加上极移影响和季节变化改正以后,相应得到 $UT1$ 系统和 $UT2$ 系统. 它们之间的关系如下:

$$\begin{aligned} UT1 &= UT0 + \Delta\lambda, \\ UT2 &= UT1 + \Delta T_s \\ &= UT0 + \Delta\lambda + \Delta T_s. \end{aligned}$$

然而, $UT2$ 系统仍然是不均匀的. 近年来从世界时 $UT2$ 资料的进一步分析,发现它除包含有长期变化外,还有周期变化和不规则变化. 因此,它仍不能满足当代科学技术迅速发展对均匀时的要求. 与此同时,就出现并在实际中运用了坐标时 TDB 和原子时 AT (或协调时 UTC) 系统. 后者是比较理想的均匀系统,能够满足多数科研工作 and 应用部门的需要. 虽然如此,世界时仍然有它特殊的应用和价值,并非原子时所能全部取代. 凡是涉及到某一天体相对于地球上一点的方向或在空间的定向问题,都要求世界时的尺度. 这些问题所涉及的领域,除了天文学各部门 (如经典的和射电的天体测量学、天文常数和地球自转等) 的研究以外,地球物理、大地测量、地面的和空间的导航以及近年来正在发展起来的各种空间技术,都对世界时服务提出越来越高的要求.

由于世界时是根据地球的自转现象来测定的,因此它的任何真实变化,都反映了地球自转的不均匀性. 世界时的精确测定给地球自转的理论研究直接提供了依据. 这是迄今为止能够系统地提供地球自转不均匀性信息的唯一可靠来源.

地球自转的变化包括自转速率的变化和方向即自转轴在其体内的变化这两个方面,前者称为地球自转不均匀性,后者称为地极移动. 地球自转的不均匀性和地极移动,与许多重

要的实践活动和理论研究有密切的关系，目前人们对其规律性的分析和机制的研究，还远没有结束。因此，弄清这些问题，不仅是天文学的重要任务，也是地球物理学、气象学、海洋学、地质学、古生物学、古地磁学等边缘学科的综合课题。

地极移动，最初就是从观测纬度的变化中发现的，几十年来正是由观测到的纬度变化来推算地极瞬时坐标。在人卫多普勒观测测定极移等新技术付诸实用前，这种经典方法是最基本的实用方法，直至今日，它仍然起着重要的作用。

瞬时地极坐标资料有着多方面的应用。从前面的改正项 $\Delta\lambda$ 可知，精确的世界时测量需要地极坐标来修正；精确的星位测定也必须扣除台站本身位置变化的影响；大地测量基准点的位置也必须修正极移的影响。世界时的精确测定在大地测量、测绘、导航及空间研究等方面都有重要的应用。

许多人认为，地球自转的不均匀性，尤其是不规则变化和极移，是与地球内部的物质运动有关，而地震就是由于地球内部物质运动所造成的地壳的挤压、破裂而产生的。因此，很自然地认为，地震的孕育、发生和地球自转的变化有关。许多实际的统计分析也发现大地震和地球自转的变化有一定的联系。最近北京天文台^[1]分析了周围曾发生过强震的北京、天津、东京、水泽、贝尔格莱德等五个台站1966年以来测时、测纬的残差，发现大震前三、五个月内测时残差均出现一对符号相反的异常，而测纬残差则出现一个孤立的单峰。因此认为这些异常可能与震前地球内部的物质运动有关，后者可能会引起重力水平分量即铅垂线方向的变化。到目前为止，尚没有一种既可靠又灵敏的手段来测定这种变化。所以经典的测时、测纬仪器和方法很可能在连续检测这种变化以及地下物质运动过程中发挥一定的作用。

精确测定地球自转和精确测定地面上某些点的经度、纬

度的长期变化,也将为研究大陆漂移和板块运动提供有力的证据。

地球自转变化的机制和地球内部结构有密切的关系。目前在地球表面上了解地球内部结构,只能依靠地震波所带来的地球内部的信息,而其他现象(比如陆潮)的观测也有一定的局限性。由于地球自转的不均匀性主要起因于地球表面上及其内部的运动过程;反过来,通过地球自转不均匀性的精确测定,又能有效地研究这些运动过程。因此,精细地研究地球自转的变化对深入了解地球内部结构有重要意义。

此外,地球自转不均匀性的研究,对地月系的演化,万有引力常数的验证等理论问题的解决也有很大的意义;纬度非极性变化的研究和地方铅垂线、星表和自行误差以及天文常数采用值的误差等问题的研究也有直接的联系。

综上所述,可以看出,天文测时、测纬工作仍然有其多方面的实用价值和理论意义。

近十几年来,新技术的兴起,如人卫多普勒观测、激光测距、联线干涉、长基线干涉等,为地球自转的研究开辟了一条新路,可以预期在不久的将来定会给出令人鼓舞的结果。但是,由于实用上的需要和新技术本身的原因,在今后相当一段时间之内,经典技术和方法还将起到重要作用,特别是它已经积累的一、二个世纪的观测资料对研究、解决上述许多理论和实践问题都是很有价值的。

在经典方法测时、测纬工作中,由于岁差对恒星位置的影响,等高仪的观测纲要比天顶仪和照相天顶筒具有更长的使用期限。因此,对研究长期极移、恒星自行等长期效应而言,等高仪的观测比天顶仪和照相天顶筒更为有利。这里顺便提一下,在1978年8月IAU的会议期间,国际天文协会(IAU)第4(历书)、第19(地球自转)和第31(时间)委员会联席会

议通过了“赞同地球自转测定联合工作组关于组织国际合作，在特定的时期内，进行地球自转的监测和各种观测技术与分析方法的比较的建议”，简称为 MERIT 计划。这一计划包括 1980.8.1—10.31 期间三个月的短期联测和 1983—84 年间约 14 个月的主联测。前者主要是为后者作某些准备和积累经验。这次联测将在全世界范围内组织尽可能多的经典仪器和新技术参加。可以预料，通过这次联测的组织和分析，将会在经典仪器的前景和新、老技术的衔接以及组织国际合作研究地球自转等许多方面，得出有益的意见、建议或结论。

4.2 观测纲要的编选

观测纲要的编选，是一件细致而又需要耐心的工作。对天文台来讲，总是按照不同的目的和要求，选取一定数目的固定星组，年复一年地观测。对大多数等高仪观测纲要，直接的目的是测定世界时和纬度，其次是研究工作星表的系统误差和改进某些天文常数（例如光行差常数，章动常数等）采用值的问题。近年来，也有专门用于研究 FK4 星表系统差的等高仪观测纲要（在南半球）。

影响观测纲要上述使用目的效果的关键性因素，是纲要中所包含的星组的数目。观测纲要的星组数目应由各方面的因素决定，需要权衡利弊，全面考虑。一个好的观测纲要，不仅能使观测误差对观测结果的影响为最小，而且能同时得到多方面的有用资料，以供多方面的分析使用。如果观测的主要目的不变，纲要应能连续使用几十年，与仪器使用寿命相当，这样可以获得更有用的资料。因此，编选观测纲要应予以慎重对待。

具体地说，编选观测纲要，应考虑下面的一些问题。

(1) 合理地确定每个星组的观测时间和纲要中包含的星组数目。对于连续的观测星组,这两个问题是连在一起的,仅对不连续星组,才分别考虑。

每个星组的观测时间主要根据仪器的稳定性能、气象因素的变化、观测者的精力、观测精度要求等因素综合考虑。根据等高仪的具体情况和实践经验,一个星组持续时间以不超过两小时为宜,通常实际观测 90—100 分钟。

关于纲要中的星组数目,应使其限制在最少,但必须保证最短的夜间至少能观测到两个星组。因此,对高、中纬度地区,纲要中的星组数不宜少于 10 组,一般为 10—12 组;仅对低纬度地区,才有可能选取 8 个星组。星组数目可以为偶数,也可以为奇数。但对于灵活安排星表组和基本组的连锁观测而言,后者会方便些。

每个星组的中央时刻,可为奇数小时或偶数小时,也可以二者配用,以充分利用每个短暂的暗夜。

(2) 星组内相邻两颗星之间的时间间隔不宜太长或太短。间隔太长容易分散精力;太短,不仅操作紧张,仪器也不易稳定,两种情况都容易造成失误。

根据超人差棱镜等高仪和光电等高仪的记录时间及仪器的操作实践,间隔以 2 分钟左右为宜;对最有利情况,可减至 1.5 分钟;最长不宜超过 5—7 分钟。

(3) 每个星组包括的星数要足够的多,以利于提高观测结果的内部精度。通常一组星选 30 颗左右,四个象限的星数大体相同。对 II 型光电等高仪,由于仪器极限星等的提高,在约 100 分钟的观测时间内,一组星容易选到 40 颗左右。

(4) 由于岁差和自行,特别是前者,星过等高圈的时刻会逐年变化。欲使纲要使用两个章动周期,即约 40 年,必须考虑这种变化。

由基础天文公式得知, 恒星过等高圈的地方恒星时

$$s = \alpha \pm t.$$

α 为恒星的赤经, t 为时角 (E 为一, W 为 +), 可按 (3.1) 式计算.

星过时刻的年变 ds , 受到岁差和自行的影响. 其中, 赤经岁差和自行影响 α , 赤纬岁差和自行影响过等高圈的时角. 总的影响为

$$ds = d\alpha + dt$$

又知 [见附录一(7)式]

$$dt = Qd\delta,$$

将其代入前式得

$$\begin{aligned} ds &= d\alpha + Qd\delta \\ &= m + n \sin \alpha \operatorname{tg} \delta + \mu_{\alpha} + \operatorname{ctg} q \sec \delta (n \cos \alpha + \mu_{\delta}). \end{aligned}$$

若不计自行的影响, 得

$$ds_p = m + n \sin \alpha \operatorname{tg} \delta + n \operatorname{ctg} q \frac{\cos \alpha}{\cos \delta}.$$

对 $s = 6^{\text{h}}$ 和 18^{h} 的星组, 可得

$$ds_p = m \pm n \operatorname{tg} \varphi.$$

这对一组星为常数.

(5) 确定观测星等的范围. 每一观测纲要所能选取的暗星主要受仪器极限星等的限制, 同时适当考虑到仪器所在地的环境条件和大多数晴夜的大气情况. 通常对超人差棱镜等高仪为 $5^{\text{m}}5 - 6^{\text{m}}0$, 对 II 型光电等高仪为 $6^{\text{m}}5 - 7^{\text{m}}5$. 为减少人差或星光信号饱和的影响, 太亮的星也不宜观测. 此外, 对光电等高仪, 还应剔除所有的近距双星.

(6) 一组星的赤纬和赤经界限. 由 3.1 节的讨论, 对 $\varphi < 90^\circ - z$, 恒星赤纬 δ 应满足 $\varphi - z < \delta < \varphi + z$; 对 $\varphi > 90^\circ - z$, 则应满足 $\varphi - z < \delta < 180^\circ - z - \varphi$. 在

地方恒星时 s_1 至 s_2 期间观测的星组, 恒星的赤经应在 $s_1 - t_0$ 和 $s_2 + t_0$ 之间 (t_0 为大距星的时角)。

(7) 星组内恒星方位角的分布。在一个星组内, 根据下一节推导的测定时间和纬度的最有利条件, 要求每一个星组所有的恒星满足

$$\Sigma \sin A = 0, \Sigma \cos A = 0, \Sigma \sin A \cos A = 0.$$

实际上, 这些条件难以完全满足, 一般只要求达到下面的条件, 就认为满意:

$$|\Sigma \sin A| \leq 2, |\Sigma \cos A| \leq 2, |\Sigma \sin A \cos A| \leq 2.$$

为达到此条件, 实用上可使一个星组内恒星方位角的分布对称于子午圈和卯酉圈。

若欲以等精度得到时间和纬度结果, 则应要求它们的权 P_x, P_y 近于相等, 即

$$\Sigma \sin^2 A = \Sigma \cos^2 A.$$

当恒星的方位角分布对称于 $45^\circ - 225^\circ$ 连线或 $135^\circ - 315^\circ$ 连线时, 可满足上述要求。但由于选纬度星困难, 有时须优先选入靠近子午圈的星并限制选卯酉圈上的星。即使如此, 往往也难以完全满足上式, 通常达到 $P_x : P_y = 1.2$ 即认为满意。

(8) 星组内恒星过等高圈的时间分布。为了更好地抵销气象因素及仪器常数缓慢变化给测定时间和纬度结果带来的系统误差, 最好各象限的星交替观测, 即东星和西星、南星和北星交错进行。

(9) 两次过等高圈恒星的观测。尽可能多地观测两次过等高圈的星, 以便确定星位改正和研究星表的系统误差。如要研究仪器的某些系统误差, 可适当多选一些大距星, 或在固定纲要之外补充一些大距星。

(10) 近子午圈方位角的限制。由公式

$$\frac{dA}{dt} = 15(\sin \varphi - \cos \varphi \operatorname{ctg} z \cos A)$$

和

$$\frac{dz}{dt} = -15 \cos \varphi \sin A$$

得知,恒星过等高圈过于靠近子午圈时,其方位变化的速度太快,天顶距的变化速度过慢。当观测记录天顶距的范围(Δz)不变时,观测记录的时间

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{15 \cos \varphi \sin A}$$

随 $|\sin A|$ 的减小而加长;记录时方位角的变化

$$\Delta A = \operatorname{csc} z \operatorname{ctg} q \Delta z$$

随 $|\operatorname{ctg} q|$ 的增加而加大,对目视等高仪,这后一种情况可能会受到仪器视场范围的限制。对近子午圈的星,其过等高圈的方位角随赤纬变化而变化得厉害¹⁾。

综上所述,对于主要用于测时、测纬的观测纲要,通常恒星应在离子午圈 15° 以外的区域选取。对超人差棱镜等高仪,在靠近极的一边,这个角度可取至 10° 左右。

(11) 各方位区间恒星的分布概率。在给定的方位区间里,对应天球上天区的面积或恒星的分布概率,可用下式表示:

$$P_{\Delta A} = 2\pi \cos \delta \Delta \delta.$$

利用 $d\delta = \sin z \sin q dA$ 以及(3.5)式,可将上式变为

$$P_{\Delta A} = 2\pi \sin A \cos \varphi \sin z \Delta A$$

对某一方位区间恒星的分布概率 $P_{\Delta A}$ 标志着该区间选星的难易程度,因此由 $P_{\Delta A}$ 的表达式可知,近子午圈的星难选,高纬度台站和等高圈天顶距小的纲要难选。

1) 参见本章最后的“注释”部分。

选星时,若用人工来选,有关的选星资料,比如星过等高圈的地方恒星时 s 及其年变 ds , 过等高圈的方位 A 以及 $\sin A$, $\cos A$, $\sin^2 A$, $\cos^2 A$ 等数值,可用电子计算机预先计算出来。

4.3 误差方程式的行列式解法和最佳选星条件

把第三章推导的观测误差方程式(3.23)重写于下:

$$x \sin A + y \cos A + dz + \delta h = v. \quad (3.23)$$

原则上,只要有三个独立方程,即观测不同方向的三颗星,就可以解出三个未知数 x, y, dz 。为了抵消观测记录的偶然误差,通常远不止观测三颗星,而是观测约 30 颗星。因此,实际上(3.23)所表示的是一个方程组,其所含方程的个数与观测星数一样多。在数学上把方程个数多于未知数个数的方程组,称为矛盾方程组。这样的方程组可以用最小二乘法来解。

为书写方便起见,我们令 $\sin A = s$, $\cos A = c$, 暂不考虑偶然误差 v , (3.23) 式就变为

$$sx + cy + dz = -\delta h. \quad (4.1)$$

如果观测了 $n(>3)$ 颗星, (4.1) 就是包含 n 个独立方程的方程组。它的法方程为

$$A^T A \begin{pmatrix} x \\ y \\ dz \end{pmatrix} = A^T \begin{pmatrix} -\delta h_1 \\ -\delta h_2 \\ \vdots \\ -\delta h_n \end{pmatrix}.$$

式中 A 为方程组 (4.1) 的未知数系数矩阵, A^T 为 A 的转置矩阵:

$$A = \begin{pmatrix} s_1 & c_1 & 1 \\ s_2 & c_2 & 1 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ s_n & c_n & 1 \end{pmatrix}, \quad A^T = \begin{pmatrix} s_1 & s_2 & \cdots & s_n \\ c_1 & c_2 & \cdots & c_n \\ 1 & 1 & \cdots & 1 \end{pmatrix}.$$

将 A 和 A^T 的表达式代入上面的法方程式并加以整理得

$$\begin{pmatrix} \Sigma s^2 & \Sigma sc & \Sigma s \\ \Sigma sc & \Sigma c^2 & \Sigma c \\ \Sigma s & \Sigma c & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ dz \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\Sigma s \delta h \\ -\Sigma c \delta h \\ -\Sigma \delta h \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

我们可以直接用行列式写出方程组(4.2)未知数 x, y, dz 的解:

$$\left. \begin{aligned} \bar{x} &= \frac{1}{D} D_x \\ \bar{y} &= \frac{1}{D} D_y \\ \bar{dz} &= \frac{1}{D} D_{dz} \end{aligned} \right\}, \quad (4.3)$$

式中 D 为(4.2)未知数系数矩阵的行列式, 即

$$D = \begin{vmatrix} \Sigma s^2 & \Sigma sc & \Sigma s \\ \Sigma sc & \Sigma c^2 & \Sigma c \\ \Sigma s & \Sigma c & n \end{vmatrix},$$

D_x, D_y, D_{dz} 分别为用(4.2)的常数项取代 D 中相应未知数 x, y, dz 的系数而得到的新行列式. 例如

$$D_x = \begin{vmatrix} -\Sigma s \delta h & \Sigma sc & \Sigma s \\ -\Sigma c \delta h & \Sigma c^2 & \Sigma c \\ -\Sigma \delta h & \Sigma c & n \end{vmatrix},$$

其余类同.

(4.3) 式所表示的结果, 用电子计算机计算是很方便的.

下面我们讨论一下测定 x, y, dz 的权重, 以寻求最有利选星条件. 我们仍然用行列式表示它们的权重:

$$\left. \begin{aligned} P_x &= \frac{D}{A_x} \\ P_y &= \frac{D}{A_y} \end{aligned} \right\} \quad (4.4a)$$

$$P_{dx} = \frac{D}{A_{dx}} \Big],$$

式中 A_x, A_y, A_{dx} 分别为 D 的轴对角线上元素的余因子。
即

$$\begin{aligned} A_x &= n\Sigma c^2 - (\Sigma c)^2, \\ A_y &= n\Sigma s^2 - (\Sigma s)^2, \\ A_{dx} &= \Sigma s^2 \Sigma c^2 - (\Sigma sc)^2. \end{aligned}$$

将上面三个表达式和 D 分别代入 (4.4a) 式得

$$\begin{aligned} P_x &= \{ \Sigma s^2 [n\Sigma c^2 - (\Sigma c)^2] - \Sigma sc (n\Sigma sc - \Sigma s\Sigma c) \\ &\quad + \Sigma s(\Sigma sc\Sigma c - \Sigma s\Sigma c^2) \} / [n\Sigma c^2 - (\Sigma c)^2] \\ &= \Sigma s^2 - \left[\frac{\frac{1}{n}(\Sigma s)^2 + \frac{(\Sigma sc - \frac{1}{n}\Sigma s\Sigma c)^2}{\Sigma c^2 - \frac{1}{n}(\Sigma c)^2}}{\Sigma c^2 - \frac{1}{n}(\Sigma c)^2} \right], \\ P_y &= \Sigma c^2 - \left[\frac{\frac{1}{n}(\Sigma c)^2 + \frac{(\Sigma sc - \frac{1}{n}\Sigma s\Sigma c)^2}{\Sigma s^2 - \frac{1}{n}(\Sigma s)^2}}{\Sigma s^2 - \frac{1}{n}(\Sigma s)^2} \right], \\ P_{dx} &= n - \frac{\Sigma(c\Sigma s - s\Sigma c)^2}{\Sigma s^2 \Sigma c^2 - (\Sigma sc)^2}. \end{aligned}$$

由此显然可得 P_x, P_y, P_{dx} 取极大值的充要条件是

$$\left. \begin{aligned} \Sigma s &= 0, \\ \Sigma c &= 0, \\ \Sigma sc &= 0. \end{aligned} \right\}, \quad (4.5)$$

此时有

$$\left. \begin{aligned} P_x &= \Sigma s^2 \\ P_y &= \Sigma c^2 \\ P_{dx} &= n \end{aligned} \right\}. \quad (4.4b)$$

同时, (4.3) 式所表示的方程组的解可简化为

$$\left. \begin{aligned} \bar{x} &= \frac{-n \sum s \delta h \sum c^2}{n \sum s^2 \sum c^2} = -\frac{\sum s \delta h}{\sum s^2} \\ \bar{y} &= -\frac{\sum c \delta h}{\sum c^2} \\ \bar{dz} &= -\frac{\sum \delta h}{n} \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

把由 (4.3) 式或 (4.6) 式所得到的最小二乘法解代入 (3.23) 式, 可以得到每颗星观测的最或然误差 a , 以其代替真误差 v , 观测结果的精度为

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \pm \sqrt{\frac{\sum a^2}{n-3}} \\ \sigma_x &= \frac{\sigma}{\sqrt{P_x}} = \frac{\sigma}{\sqrt{\sum s^2}} \\ \sigma_y &= \frac{\sigma}{\sqrt{P_y}} = \frac{\sigma}{\sqrt{\sum c^2}} \\ \sigma_{dz} &= \frac{\sigma}{\sqrt{P_{dz}}} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

由 (3.22) 式得

$$\Delta u = \frac{x}{15 \cos \varphi},$$

$$\Delta \varphi = y,$$

以及

$$\sigma_u = \frac{\sigma_x}{15 \cos \varphi},$$

$$\sigma_\varphi = \sigma_y.$$

最后, 一组星时间、纬度的观测结果为

$$u = u_0 + \Delta u,$$

$$\varphi = \varphi_0 + \Delta \varphi.$$

4.4 内部平滑改正

在上一节里, 已给出方程组(3.23)的最小二乘法解 $\bar{x}, \bar{y}, \bar{dz}$, 将它们代入原方程, 即可得到被测星的残差 a_i :

$$a_i = \bar{x} \sin A_i + \bar{y} \cos A_i + \bar{dz} + \delta h_i, \quad (4.8)$$

下标 i 为恒星在星组内的编号。由对同一纲要各星组的多次重复观测, 可以发现, 每颗恒星的观测残差 a_i 具有系统性质, 其平均值 M_i 并非为零。实践表明, 这种系统差, 除由于可能存在的人差、地方性的局部反常折射以及星等差、色差的影响外, 主要是由于恒星坐标采用值的误差所引起。因这些系统误差基本上不变, 应该考虑用适当方法分离并加以改正。否则, 对缺星的星组, 会使其结果与完全组有系统的差异, 并且在这种情况下, 利用(4.7)式来计算结果的组内精度也是不客观的。

假定对某一星组进行了 m 次完全组的观测, 则

$$M_i = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m a_{ij}, \quad (4.9)$$

量 $(-M_i)$ 就称为该组第 i 颗星的内部平滑改正。在完全组的情况下, 有

$$\sum_i^N a_i = 0, \quad \sum_i^N M_i = 0.$$

N 为该星组中的星数。不难证明^[1]

$$x \sin A_i + y \cos A_i + dz + \delta h_i - M_i = 0 \quad (4.10) \\ (i = 1, 2, \dots, N)$$

的解也是 $\bar{x}, \bar{y}, \bar{dz}$, 如(4.3)或(4.4)式所给出的。但在缺星的情况下就会不同。比如, 假定缺头尾两颗星, 则方程组

$$x \sin A_i + y \cos A_i + dz + \delta h_i = 0 \quad (i = 2, 3, \dots, N-1)$$

的解为 $\bar{x}', \bar{y}', \bar{dz}'$. 令

$$\Delta x = \bar{x} - \bar{x}', \Delta y = \bar{y} - \bar{y}', \Delta dz = \bar{dz} - \bar{dz}',$$

方程组

$$\Delta x \sin A_i + \Delta y \cos A_i + \Delta dz - M_i = 0 (i = 2, 3, \dots, N-1)$$

的解 $\bar{\Delta x}, \bar{\Delta y}, \bar{\Delta dz}$ 通常并不为零. 不加组内平滑改正, 在缺星时就不能维持原来的组系统. 加了改正以后, 就可保持其组系统不变. 因此, 从统计观点来看, 采用组内平滑改正以后, 不完全组的观测等价于完全组.

由于天气条件的影响和仪器极限星等的限制, 实际上完全组的观测所占的比例并非很大. 因此在计算内部平滑改正时, 经常用到缺星不多 (一般限制在 3—5 颗) 的非完全组的观测. 对此, 可采用逐次逼近法来求^[1]:

(1) 对近似符合完全组条件的所有观测星组, 等权计算平均值 M'_i ;

(2) 解方程组

$$\Delta x \sin A_i + \Delta y \cos A_i + \Delta dz - M'_i = 0,$$

得其解 $\bar{\Delta x}, \bar{\Delta y}, \bar{\Delta dz}$ 以及

$$\tilde{M}_i = M'_i + \bar{\Delta x} \sin A_i + \bar{\Delta y} \cos A_i + \bar{\Delta dz},$$

$(-\tilde{M}_i)$ 为内部平滑改正 $(-M_i)$ 的第一近似, 它满足不改变完全组的条件.

在通常情况下, 用 $(-\tilde{M}_i)$ 作为 $(-M_i)$ 的近似值已足够用. 但在某些场合 (如求恒星的位置改正), 需要更精确值. 为此, 可对方程 (3.23) 加改正 $(-\tilde{M}_i)$ 重新计算, 此时用 (4.7) 式所得到之 σ 已不受系统误差影响, 可按 σ^{-2} (或据 σ 的范围) 取权, 并据此计算 M'_i 的权平均值, 然后再按步骤 (2) 求出 M_i 的精确值.

若以 σ 表示 a_{ij} 的均方误差(的平均), 则 M_i 的均方误差

$$\sigma_M = \frac{\sigma}{\sqrt{m}},$$

m 为星组观测次数. 当 $m \geq 20$ 时, $\sigma_M < \frac{1}{4} \sigma$. 由此可见, 内部平滑改正对 σ 的影响甚小. 若目的仅是为此改正, 并不要求对星组观测过多的次数.

前面已经指出, 内部平滑改正 ($-M_i$) 实际上包含有几种系统误差, 其中主要的可能是工作星表的误差、光谱型差, 某些仪器还可能存在星等差、方位差等.

光谱型差是一种常数误差, 但对不同的仪器, 特别是不同的接收器(人眼、照相底片和各种不同阴极材料的光电倍增管等), 会有较大的差异. 在 2.3 节里曾提到, 对 I 型光电等高仪, 其光谱型差(从 B 型星到 M 型星)达到 $0''.20$.

在某些情况下, 比如做星表工作, 需要将恒星的光谱型差从其观测残差中扣除, 因此需要精确确定光谱型差改正. 光谱型差的研究可以通过两种办法, 一是统计分析, 二是实际计算. 统计分析通常又分为两种. 一种是利用大距星的观测, 按公式(6.14)来进行. 这是与工作星表误差无关的一种独立方法. 但在通常情况下, 由于纲要中两次过等高圈的大距星很少, 往往不足以对每种光谱型进行统计, 需要补充某些特定星的观测. 另一种是直接利用纲要中所有星的内部改正 ($-M_i$) 对每种光谱型进行统计, 这是一种近似的非独立的方法. 这种方法只有当星数很多, 又均匀分布在各个星组里, 并设法预先消除掉工作星表的区域性误差时, 才有较好的独立性. 根据仪器光学系统的性能和接收器的特性参数实际计算光谱型差的方法是另一种独立的方法. 它不同于前面的统计方法. 统计方法得到的结果容易受到星表误差的影响, 利用

大距星的观测虽然可以避免这一点,但由于区间狭窄,选星有困难。按照仪器具体性能计算的光谱型差是仪器本身固有的,与星表误差无关,但需要知道仪器光学性能和接收器性能的实际参数。

光谱型差可能来自于工作星表,也可能来自于观测仪器,来源不同表现形式也不一样。上面提到的两种统计方法和一种计算方法,得到的都是观测仪器的光谱型差,而与工作星表本身是否存在这类误差几乎无关。I型光电等高仪的光谱型差十分明显,其统计值与计算值符合很好^[2],可以说明这种误差来自仪器,而不是星表。多架 Danjon 等高仪观测统计的光谱型差的平均与对该仪器的实际计算,二者符合也相当好,也说明这种误差来自观测仪器本身。至于工作星表是否存在这类系统差,这要从求得的星位改正 $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$ 中进一步分析,难以直接从观测残差里分析。

至于等高观测残差里是否存在与方位有关的系统差,难以简单地肯定或否定,这与具体的仪器和观测站附近的环境条件有关。从国内几个天文台不同类型、不同经纬度上的几架等高仪所表现出来的“方位差”椭圆(可参见图 6.1)彼此符合得很好^[3,4,5,16]的情况来看,这些方位差很可能实际上是工作星表的区域性误差(主要是 $\Delta\alpha_s$)所致。

4.5 组改正及其确定方法

内部平滑改正是某星相对于其所在星组的系统而言的残差改正。纲要中各个星组系统彼此独立,所有这些星组组成一个公共的平均系统。为了将各个星组的观测归算至它们的平均系统,需要求出各星组相对于平均系统的改正,即组改正。在观测结果上应用组改正后,即将不同星组系统的观测化至其公共的平均系统,因而能提高外部符合的精度。在求

星位改正时,要求把残差归算至平均组系统,也要用组改正。因此,组改正几乎影响到纲要结果的各个方面,正确地确定它是很重要的。

在将恒星的观测残差化至平均组时,要注意所用的残差和组改正应相对于同一个解。比如,直接由误差方程解得的解为 $\bar{x}, \bar{y}, \bar{dz}$, 其中含有观测系统差影响的成分为 $\Delta x, \Delta y, \Delta dz$ (通常可由已知的观测系统差计算出), 若以 x_0, y_0, dz_0 表示不受观测系统差影响的解, 显然它们之间的关系为

$$\bar{x} = x_0 + \Delta x, \bar{y} = y_0 + \Delta y, \bar{dz} = dz_0 + \Delta dz.$$

若以 a 和 a_0 分别表示观测的恒星相对于解 $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{dz})$ 和 (x_0, y_0, dz_0) 的残差, 容易得到

$$\begin{aligned} a &= a_0 + \Delta x \sin A + \Delta y \cos A + \Delta dz \\ &= a_0 + \Delta a. \end{aligned}$$

将观测恒星的残差化至平均组系统, 可以利用 a , 也可以利用 a_0 , 并有

$$\mathcal{K} = a + da = a_0 + da_0,$$

式中 da 和 da_0 分别为用由 $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{dz})$ 和 (x_0, y_0, dz_0) 所得组改正计算的化至平均组的残差改正。因此, 将观测残差化至平均组时, 利用相对受观测系统差影响的解的残差及相应的组改正和利用相对不受观测系统差影响的解的残差及相应的组改正, 其结果完全一样。

a 和 a_0 相比较, 前者包含有观测系统差对解的影响。因此, 在利用残差统计方法分析观测系统差时, 不应该采用 a 来统计, 而应该用 a_0 , 但通常只知道 a , a_0 可由下式得到:

$$a_0 = a - \Delta x \sin A - \Delta y \cos A - \Delta dz,$$

式中 $\Delta x, \Delta y, \Delta dz$ 可由观测系统差的具体数值计算出。在计算 a_0 时, 有时可能还要逼近一次。

如果以 c_x, c_y, c_{dz} 表示由 $\Delta x, \Delta y, \Delta dz$ 引起的组改正分量, 则 a_0 可写成以下形式:

$$a_0 = a + c_x \sin A + c_y \cos A + c_{dz}.$$

求组改正的方法有多种, 可根据观测量的变化性质, 观测程序的安排以及资料积累等具体情况, 选择一种切合实际的方法. 此处仅介绍几种常用的方法.

1. 连锁法

若在同一晚上观测相继两组或两组以上, 就可能用连锁法求组改正. 以观测相邻两组为例, 设

$$x_G \pm \sigma_G$$

和

$$x_{G+1} \pm \sigma_{G+1}$$

为相邻的第 G 组和 $G+1$ 组对量 x 的观测值及其均方误差. 如果待测量 x 的真值在观测期间没有可计及的变化, 则二者之差

$$(x_{G+1} - x_G) \pm \sqrt{\sigma_{G+1}^2 + \sigma_G^2}$$

仅由观测的偶然误差和组改正引起. 并以

$$\Delta x_{G,G+1} \pm \sigma_{G,G+1}$$

表示这个差值的大量观测的权平均及其均方误差. 当观测次数很多时, 也有人用 $(x_{G+1} - x_G)$ 的弥散度来计算 $\Delta x_{G,G+1}$ 的均方误差.

在完成一个纲要的所有星组的连锁观测以后, 就可以得到 n 个独立的平均组间差, 它们组成一个闭合链:

$$\sum_{i=1}^n \Delta x_{G_i, G_{i+1}} = k, \quad (4.11)$$

n 为纲要中的星组数, 并且 $n+1=1, \dots$. 照理, k 应当为零. 但由于观测偶然误差的积累, 以及还可能存在着某些天

文常数采用值的误差和其他效应引起的系统差,使得“闭合差” $k \neq 0$ 。实际处理时,很难将偶然误差和系统误差分离开,而往往假定,要么是偶然误差引起,要么是系统误差引起。自然,也可以根据闭合差 k 的数值与其均方误差 σ_k 的比较进行判断^[6]。由(4.11)式得

$$\sigma_k^2 = \sum_{G=1}^n \sigma_{G,G+1}^2. \quad (4.12)$$

如果 $|k| \leq \sigma_k$, 一般不宜认为闭合差由某种系统误差引起,除非这种系统误差和天文常数采用值的误差是事先已知的。但如果 $|k| \geq 3\sigma_k$, 这种几率不到百分之一,则不能笼统地认为 k 仅由偶然误差造成,通常认为或者是待测量在观测期间不变的假设不成立,或者天文常数采用值有误差,或者二者兼有。

对于 $|k| \leq \sigma_k$ 的情况,若不考虑系统误差的影响,此时可令

$$X_{G,G+1} = \Delta x_{G,G+1} - k \sigma_k^{-2} \sigma_{G,G+1}^2, \quad (4.13)$$

即将闭合差在各组间差上按与其权重成反比例分配。不难看出

$$\sum_{G=1}^n X_{G,G+1} = 0.$$

因 $\Delta x_{G,G+1}$ 是独立的, $X_{G,G+1}$ 的均方误差以 $\varepsilon_{G,G+1}$ 来表示,它可以按下式求得:

$$\varepsilon_{G,G+1}^2 = \sigma_{G,G+1}^2 (1 - \sigma_k^{-2} \sigma_{G,G+1}^2).$$

组改正 c_G 可以通过

$$c_G - c_{G+1} = X_{G,G+1} \quad (4.14)$$

和

$$\sum_{G=1}^n c_G = 0 \quad (4.15)$$

联立解得:

$$c_G = -n^{-1} \sum_{r=0}^{n-1} r X_{G+r, G+r+1}.$$

为导出组改正的均方误差 σ_{CG} , 将其用独立量 $\Delta x_{G, G+1}$ 来表示^[6]:

$$\begin{aligned} c_G &= -\frac{1}{n} \sum_{r=0}^{n-1} r \Delta x_{G+r, G+r+1} + \frac{1}{n\sigma_k^2} \\ &\quad \times \left\{ \sum_{r=0}^{n-1} r \sigma_{G+r, G+r+1}^2 \right\} \left\{ \sum_{r=0}^{n-1} \Delta x_{G+r, G+r+1} \right\} \\ &= -\frac{1}{n} \sum_{r=0}^{n-1} (r - F_G) \Delta x_{G+r, G+r+1} \end{aligned} \quad (4.16)$$

式中

$$F_G = \sigma_k^{-2} \sum_{r=0}^{n-1} r \sigma_{G+r, G+r+1}^2 \quad (4.17)$$

只是均方误差的函数, 与观测的组间差无关。因此,

$$\sigma_{CG} = \pm \frac{1}{n} \left\{ \sum_{r=0}^{n-1} (r - F_G)^2 \sigma_{G+r, G+r+1}^2 \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (4.18)$$

如果在闭合链的观测中, 组间差的权相等或相差不太大, 则闭合差可以均匀分配。(4.12)、(4.13) 和 (4.16)、(4.17)、(4.18) 等式可以简化为

$$X_{G, G+1} = \Delta x_{G, G+1} - \frac{1}{n} k, \quad (4.19)$$

$$\sigma_k^2 = n\sigma_{G, G+1}^2 = n\sigma_0^2 \quad (4.20)$$

$$F = \frac{1}{2} (n-1), \quad (4.21)$$

$$c_G = -\frac{1}{n} \sum_{r=0}^{n-1} \left(r - \frac{1}{2} n + \frac{1}{2} \right) \Delta x_{G+r, G+r+1}, \quad (4.22)$$

$$\sigma_{CG} = \sigma_0 \left\{ \frac{n^2 - 1}{12n} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (4.23)$$

由(4.23)式容易看出,组改正的精度与纲要中的星组数目 n 直接有关. 对于等高仪的具体情况,通常 $n \geq 8$, 此时

$$\sigma_{CG} = \sigma_0 \left(\frac{n}{12} \right)^{\frac{1}{2}} = \sigma_k / \sqrt{12}. \quad (4.24)$$

当 $n = 12$ 时, $\sigma_{CG} = \sigma_0$, 即组改正的精度与组间差精度相等.

在实际情况下,观测得到的组间差权既不可能完全相等,也不是很接近,故均匀分配闭合差并非严格. 但在通常情况下,由其所得到的结果和前面精确公式所得结果相差甚微. 由于近似公式(4.19)~(4.24)简单,计算工作量小,往往还是可取的.

当 $|k| \geq 3\sigma_k$ 时,需要深入分析可能产生系统差的来源和有关的效应,以便将闭合差按某种规律或经验公式进行分配. 如果系统误差由天文常数的采用值误差引起,则可由此推导和计算天文常数采用值的改正. 这种情况将在下一节里介绍.

如果一个晚上观测两个以上的星组,例如 A, B, C , 可以按每两个相邻星组进行连锁,即 A, B 和 B, C . 但这样做的结果是,当 B 组缺漏或权很小时,会丧失掉包含在 A, C 中的有用信息. 为弥补这一点,可以利用所有星组两两之间的组间差,当均匀分配闭合差时,与(4.19)和(4.14)、(4.15)相对应,有

$$X_{G,G+l} = \Delta x_{G,G+l} - \frac{l}{n} k$$

和

$$c_G - c_{G+l} = X_{G,G+l}, \quad (4.25)$$

用最小二乘法解方程组(4.25)和(4.15),即得组改正 c_G .

在这样的情况下,应该注意给权的问题,因为所有的组间差之间并非独立. 对不相邻星组之间的差值,应给予稍低的

权。给权的方法和公式,往往也是人为给定的。比如,当相邻组间差的权取为

$$P_{G,G+1} = \frac{P_G P_{G+1}}{P_G + P_{G+1}}$$

时,不相邻组间差的权可取为

$$P'_{G,G+1} = P_{G,G+1} - \frac{P_{G,G+1} P_{G+1-1,G+1}}{P_{G,G+1} + P_{G+1-1,G+1}}.$$

如果组间差为等权,则不相邻组间差的权为相邻者之半。

2. 矩阵法

如果象连锁法那样,可以认为被测量 x 在一夜间保持不变,各晚间彼此独立,那么每一星组的每一次观测都能列出一个含有未知量 x , c_G 和观测量 x_G 的方程。因此,经过一个周期的观测之后,所得方程个数与观测组数相等,而未知数个数则等于观测夜数与纲要中的星组数之和。所得方程组为 (P 为其权):

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= x_{G,1} + c_G & P_{G,1} \\ &\vdots & \vdots \\ x_l &= x_{G+l,1} + c_{G+l} & P_{G+l,1} \\ x_2 &= x_{G,2} + c_G & P_{G,2} \\ &\vdots & \vdots \\ x_K &= x_{G+l,K} + c_{G+l} & P_{G+l,K} \end{aligned} \right\}, \quad (4.26)$$

其中 x_1, \dots, x_K ; c_G, \dots, c_{G+l} 为未知数, $x_{G,1}, \dots, x_{G+l,K}$ 为观测量。如果在一年中,有 200 个晴夜,500 组观测,联合 (4.26) 和 (4.15) 共有 501 个方程,对 12 个星组的纲要,未知数为 212 个。因此,方程 (4.26) 的系数矩阵 A 是一个庞大的矩阵。利用 A 及其转置矩阵 A^T ,不难得到 (4.26) 的法方程式,再加条件方程 (4.15),就可以用电子计算机联立解得所有的

未知数。

3. 观测量的变化用公式表示的确定方法

在一些条件下, 观测量随时间的变化可用数学公式来模拟, 最简单的情况就是在不太长的时期内, 把观测量视为常数, 并由该期间 l 个星组观测值的平均与各单个星组之差给出 l 个星组的条件方程。这种方法有人称之为“跨星组法”(Super-groupes) 或矩阵法。

但对于更长的观测期间, 例如一年或几年, 观测量不能视为不变, 而是时间的某种函数, 函数的具体数学表达式则根据观测量的性质推得, 或由经验公式求得。例如对于年数不多的观测期间, 世界时 $UT1$ 与原子时 AT 的差可以表示成^[7]:

$$\begin{aligned} UT1 - AT &= F_u(t) \\ &= A_0 + A_1 t + A_2 t^2 + A_3 \sin 2\pi t + A_4 \cos 2\pi t \\ &\quad + A_5 \sin 4\pi t + A_6 \cos 4\pi t + A_7 \sin 6\pi t \\ &\quad + A_8 \cos 6\pi t, \end{aligned} \quad (4.27)$$

式中 t 自年首起算, 用白塞耳年计量。若以 x_{Gj} 表示观测者 j 观测第 G 组的测量值, 可得下式:

$$x_{Gj} = F_u(t) - c_G, \quad \text{权为 } P_{Gj}. \quad (4.28)$$

每个星组的每一次观测都有一个这样的方程, 在一年中所得方程的个数同观测的星组数一样多。用最小二乘法解联立方程组(4.28)和(4.15), 可得未知数 A_0, \dots, A_8, c_G 以及它们的均方误差。

对于纬度观测, 相似地有

$$\begin{aligned} \phi(t) &= F_\phi(t) \\ &= B_0 + B_1 \sin 2\pi t + B_2 \cos 2\pi t \\ &\quad + B_3 \sin 4\pi t + B_4 \cos 4\pi t \end{aligned}$$

$$+ B_5 \sin 6\pi t + B_6 \cos 6\pi t \\ + B_7 \sin \frac{2\pi t}{1.188} + B_8 \cos \frac{2\pi t}{1.188},$$

不过 t 的起始点应选在周年周期与强德勒周期的起点相重合的那一年的年首。联立解方程组

$$Y_{Gj} = F_{\varphi}(t) - c'_G \quad (4.29)$$

和 (4.15) 可以得到 B_0, \dots, B_8, c'_G 的最小二乘法解及其均方误差。

若观测存在人差 c_j , 还需要在 (4.28) 和 (4.29) 左边增加一项 $(-c_j)$ 的人差改正以及补充条件方程:

$$\sum^K c_j = 0, \quad (4.30)$$

K 为观测者数目。联立解未知数时要联合条件方程 (4.30)。

等高圈半径值的长期变化规律目前难以用公式来表示, 推广此方法困难, 仍需用连锁法来确定其组改正。

以上几种方法中, 连锁法比较简单, 计算步骤明晰, 有利于某些问题的分析, 所得结果中消除了长期效应。但该方法不甚灵活, 应用时要做某种限制, 以保持资料的一致性。最后介绍的用公式表示的确定方法, 把观测量视为相关, 可以充分利用它们彼此相联系的信息, 特别是当一晚间仅有一组观测或更换观测者时有效; 同时, 可大大抵消周日效应。一般地说, 上面介绍的几种方法, 它们所给出的结果, 差别似乎并不悬殊。

4.6 天文常数的误差的影响

在第二章里曾指出过, 观测瞬间恒星的视位置由工作星表平位置加岁差、章动(及自行)、光行差等项改正计算而得。在此计算中, 如果这几项改正的常数采用值有误差, 就会

给计算出来的恒星视位置乃至时间、纬度的观测结果带来影响。因此,若能设法从时间、纬度的观测结果里分离出它们的影响,就可以反过来研究这些常数采用值的误差。

1. 岁差和章动常数采用值的误差的影响

我们从球面天文学中知道,岁差和章动,即地球自转轴在恒星背景中的运动,使赤道坐标系的原点和基准面也随之移动。如果我们精确地掌握了它的运动规律,并改正其对恒星坐标的所有影响,我们的观测结果就与之无关。但若岁差和章动常数有误差,其影响就会在观测结果里反映出来

岁差和章动常数采用值的误差,对等高法测时、测纬的影响与观测一颗 $\alpha = T$ (T 为观测一组星的平均时刻)、 $\delta = \varphi$ 的天顶星相同,而对等高圈天顶距并不产生影响^[8]。

设岁差常数的误差为 Δp , 其对测时、测纬结果的内部符合没有影响,但随着观测时间间隔 Δt 的延长而影响外部符合。由球面天文学中的已知公式,其影响为

$$\begin{aligned}\Delta u = \Delta \alpha &= \Delta t \Delta p \sin \epsilon \sin \alpha \operatorname{tg} \delta \\ &= \Delta t \Delta p \sin \epsilon \sin T \operatorname{tg} \varphi,\end{aligned}\quad (4.31)$$

$$\Delta \varphi = \Delta \delta = \Delta t \Delta p \sin \epsilon \cos T. \quad (4.32)$$

同样,也可以给出章动常数的误差的影响。令 $\delta \psi$ 和 $\delta \epsilon$ 分别为黄经章动 $\Delta \psi$ 和交角章动 $\Delta \epsilon$ 的采用值的误差,在一组星的观测过程中,其系数可视为常数。可得其对测时、测纬的影响为

$$\left. \begin{aligned}\Delta u = \Delta \alpha &= \delta \psi \sin \epsilon \sin T \operatorname{tg} \varphi - \delta \epsilon \cos T \operatorname{tg} \varphi \\ \Delta \varphi = \Delta \delta &= \delta \psi \sin \epsilon \cos T + \delta \epsilon \sin T\end{aligned}\right\}, \quad (4.33)$$

而对观测天顶距的影响

$$\Delta dz = 0.$$

章动项共有 69 项,其周期长短大不相同,因此它们的误

差对测时、测纬的影响也不相同。

短周期项在一个星组观测期间(2—3个月)内,在结果中增添波动。

周期为一年和半年的项,其影响难以和地球自转变化的相应周期分离,因而不易觉察,其对外部符合的影响为常数。最近的研究还发现,地球液核效应所引起的太阳半年章动系数的误差,可能是造成地方 z 项周年项的主要原因^[9];这个结论后来又被 Yokoyama 对全世界测时资料,即经度变化的分析所证实^[10]。

周期接近一年的项,将影响外部符合,且逐年有异,亦不易消除。主章动常数的误差,影响两星组结果之差,使其以19年为周期作正弦形波动,通过长期观测,可以分离这种影响并由此求章动常数采用值的改正。

令两组星观测的平均恒星时为 T_1 和 T_2 , δu 为章动常数误差对该两组钟差改正之差的影响,则有

$$\delta u = (T_2 - T_1) \frac{d}{dT} (\delta \phi \sin \epsilon \sin T \operatorname{tg} \varphi - \delta \epsilon \cos T \operatorname{tg} \varphi). \quad (4.34)$$

式中

$$T_2 - T_1 = 2^h, \text{ 即 } 0.524 \text{ (弧度);}$$

$$T = \frac{1}{2} (T_1 + T_2).$$

利用关系式

$$\delta \phi = -1.871 \mathfrak{N} \sin \theta,$$

$$\delta \epsilon = \mathfrak{N} \cos \theta,$$

式中 θ 为月球轨道升交点黄经, \mathfrak{N} 为章动常数的误差。对某一天文台(例如陕西天文台)的纬度,

$$\delta u = \mathfrak{N} (-0.273 \cos T \sin \theta + 0.366 \sin T \cos \theta). \quad (4.35)$$

由(4.35)式可知, δu 变化的半幅度自 $0.27\mathfrak{N}$ 到 $0.37\mathfrak{N}$ 之

间,其平均为 $0.32\mathfrak{N}$. 为了估计 \mathfrak{N} 的测定精度,可以列出包含差值 δu 、常数项 δu_0 (当 $t = 0$ 时)和长期项 μt 的方程(长期项由自行及岁差的误差引起):

$$0.32\mathfrak{N} \sin(T - \theta) + \delta u_0 + \mu t - \delta u = 0. \quad (4.36)$$

每一年中每一对相邻星组同时观测约一个月的时间,故可以视 θ 不变. 月轨交点转一周,历时 19 年,有 19 个方程. 方程 (4.36) 中含有三个未知数: \mathfrak{N} , δu_0 和 μ , 可用最小二乘法来解. 若以 $\sigma_{\delta u}$ 表示 δu 均方误差的一年平均值, 根据 (4.14) 和 (4.17) 式,

$$\sigma_{0.32\mathfrak{N}} = \sigma_{\delta u} / \sqrt{P_{0.32\mathfrak{N}}} = \sigma_{\delta u} \sqrt{\frac{n \sum n^2 - (\sum n)^2}{D}}.$$

式中

$$D = \begin{vmatrix} \sum \sin^2(T - \theta) & \sum \sin(T - \theta) & \sum n \sin(T - \theta) \\ \sum \sin(T - \theta) & n & \sum n \\ \sum n \sin(T - \theta) & \sum n & \sum n^2 \end{vmatrix},$$

n 为自第一个观测起经历之年数, 对 n 和 θ 进行求和. 不难明白, 该行列式之值视 θ 的起始值而定, 在最佳起始条件下,

$$D = \sum \sin^2(T - \theta) [n \sum n^2 - (\sum n)^2],$$

于是可得

$$\epsilon_{0.32\mathfrak{N}} = \frac{\sigma_{\delta u}}{\sqrt{\sum \sin^2(T - \theta)}} = \frac{\sigma_{\delta u}}{\sqrt{9.5}}.$$

在一个月轨的转动周期内, 一对星组所给出的 \mathfrak{N} 值的均方误差近似等于 $\sigma_{\delta u}$, 若利用 12 对星组, 并且皆取最佳条件, 可使均方误差减至 $\frac{1}{3} \sigma_{\delta u}$. 若取 $\sigma_{\delta u} = \pm 0''.03$, 则 $\epsilon_{\mathfrak{N}} = \pm 0''.009$.

对于纬度观测, 有类似的式子. 令 $\delta \varphi$ 为两组测纬结果之差, 于是有

$$\delta \varphi = (T_2 - T_1) \frac{d}{dT} (\Delta \psi \sin \epsilon \cos T + \Delta \epsilon \sin T)$$

$$= \mathfrak{N}(0.390 \sin T \sin \theta + 0.524 \cos T \cos \theta),$$

$\delta\varphi$ 变化的半幅度平均为 $0.46\mathfrak{N}$. 与(4.36)相类似, 可以组成方程:

$$0.46\mathfrak{N}\cos(T - \theta) + \delta\varphi_0 + \mu't - \delta\varphi = 0. \quad (4.37)$$

经过月轨一个转动周期的观测之后, 同样可用最小二乘法解出三个未知数 \mathfrak{N} , $\delta\varphi_0$ 和 μ' . 若 θ 的起始值满足最佳值条件, 每对星组所得 \mathfrak{N} 的均方误差为 $0.71\sigma_{\delta\varphi}$, 若 12 对星组皆满足这种条件, 则可给出 \mathfrak{N} 的均方误差为 $0.21\sigma_{\delta\varphi}$. 假定 $\sigma_{\delta\varphi} = \pm 0''.025$, 则 $\varepsilon_{\mathfrak{N}} = \pm 0''.0053$.

联合全部测时、测纬结果, 可以得到 \mathfrak{N} 的均方误差为 $\pm 0''.0046$.

由上述公式不难看出, 欲提高章动常数的测定精度, 宜选用相距较远之星组对. 若每晚连续观测三组以上, 精度还可以提高. 由(4.34)和(4.35)式可知, 高纬度台站的测时结果, 对确定 \mathfrak{N} 更有利些.

近年来的研究发现, 主章动项常数的误差引起了纬度观

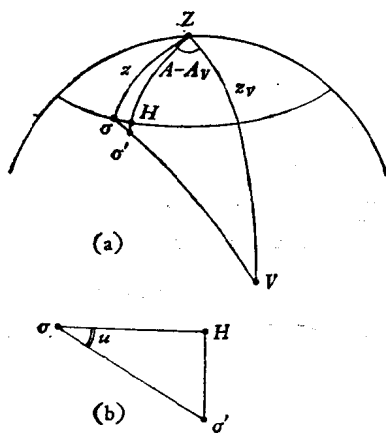


图 4.1

测中地方 z 项的周年项相位发生变化^[11]。

2. 周年光行差常数采用值的误差的影响

在图 4.1 里, σ, σ' 分别为恒星的真位置和视位置(仅对周年光行差而言), V 为观测者运动的向点。根据球面天文学中关于光行差的知识, 我们可以直接写出下式:

$$\sigma\sigma' = K \sin \sigma V.$$

式中 $\sigma\sigma'$ 为周年光行差引起的恒星的位移, K 为周年光行差常数采用值。

由图 4.1 (b) 的小三角形和 $Z\sigma V$ 的关系, 可以得到

$$\begin{aligned} H\sigma' &= \sigma\sigma' \sin u \\ &= -K \sin \sigma V \cos(90^\circ + u) \\ &= -K[\cos z_V \sin z - \sin z_V \cos z \cos(A - A_V)], \\ d\delta h &= -H\sigma' \\ &= K \cos z_V \sin z - K \sin z_V \cos z \cos(A - A_V) \\ &= d\delta h_1 + d\delta h_2. \end{aligned} \quad (4.38)$$

在约 2^h 一组星的观测时间内, 可将 z_V, A_V 视为常量。(4.38) 式的第一项 $d\delta h_1$ 仅使半径改变一常量 $\Delta dz = d\delta h_1$ 。第二项 $d\delta h_2$ 对每个星组仅随观测星的方位而变, 全组星的平均应为零, 故不影响半径, 但会影响圆心的位置。若用位置线图来表示它, 则很容易解释, 如图 4.2 所示。图中 L', L 分别表示计及和不计及光行差影响之位置线, 不难看出,

$$\Sigma \Sigma' = K \sin z_V \cos z. \quad (4.39)$$

Σ' 的出现可视为视天顶点的移动。因此, 可以认为, 等高仪观测所得到的视天顶点, 对光行差而言, 其所受影响与对一颗天顶星影响乘以 $\cos z$ 等同。知道了某星(或星组)的观测日期及时刻 s , 即可知地球运动向点 $V(\odot - 90^\circ)$ 相对本

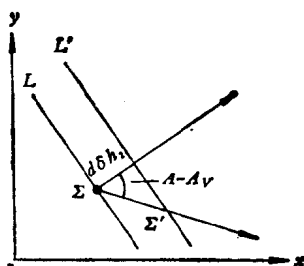


图 4.2

地参考系的位置,可按公式计算其所受的影响。在一年中, Σ' 相对 Σ 描绘一椭圆,其半长轴等于 $K \cos z$ 。

若光行差常数 K 有误差 ΔK , 对某一星组测时、测纬的影响,按照(4.39)式所给出的关系,其等效于对一颗 $\alpha = T$ (T 为该星组的平均观测时间)、 $\delta = \varphi$ 的天顶星的影响乘以 $\cos z$ 。因此,由对 α, δ 的影响可以直接得到其对某一星组时纬结果的影响为

$$\Delta T = -\Delta K \cos z \sec \varphi (\cos \epsilon \cos \odot \cos T + \sin \odot \sin T) \quad (4.40)$$

$$\Delta \varphi = -\Delta K \cos z (\sin \odot \cos T \sin \varphi + \cos \odot \sin \epsilon \cos \varphi - \cos \odot \cos \epsilon \sin T \sin \varphi). \quad (4.41)$$

设在 T_1 和 T_2 之时观测两组星,由(4.40)式作 ΔT_1 与 ΔT_2 之差 $\delta \Delta T$, 在几小时的观测期间内,将 \odot 视为常数,得

$$\delta \Delta T = -\Delta K \cos z \sec \varphi (T_2 - T_1) (\sin \odot \cos T - \cos \odot \sin T \cos \epsilon), \quad (4.42)$$

式中 $T = \frac{1}{2} (T_1 + T_2)$ 。当该两组星从黎明观测到黄昏, $\delta \Delta T$ 是变化的,变幅为

$$2\Delta K \cos z \sec \varphi (T_2 - T_1). \quad (4.43)$$

差值 $\delta\Delta T$ 中包含有星表位置引起的常数差, ΔK 引起的变化以及自行(或岁差)误差引起的线性项,但后者非常小,可不予考虑. 因此,它们组成了下面的方程:

$$\delta\Delta T_{2,1} = c_{2,1} - h\Delta K. \quad (4.44)$$

式中, $\delta\Delta T_{2,1}$ 表示用 K_0 计算所得两组 ΔT 之差, $c_{2,1}$ 为星表位置误差引起的常数部分, h 为系数,可据(4.42)式严格计算. 用最小二乘法解(4.44),就可以得到每一对星组所确定的光行差常数采用值的误差 ΔK . 由(4.42)式容易看出,如果两组中央时刻相距越长,所得精度就越高.

在(4.42)式中,因 $\cos \varepsilon \doteq 1$, 当 $T = \odot$ 或 $\odot + 12^h$, 即太阳位于子午线上时, $\delta\Delta T = 0$. 子夜之前和之后, $\delta\Delta T$ 符号相反,数值相同. 故对称子夜观测的完整序列,不会由此引起闭合差,但会导致组间差的弥散. 由(4.40)式不难明白,对某一星组而言, ΔK 的影响是逐日变化的. 因此,若观测星组安排不当,有可能造成经度观测值的视漂移.

如果将对称子夜的完整的时间观测链,分为对称的两个观测序列,即早上($m-i$)组和晚上($i-c$)组,则两个链的闭合差数值近于相等,而符号相反,由此也能解得两个独立的光行差常数采用值的改正.

类似地,由(4.41)式同样可以得到对两星组纬度观测影响之差 $\delta\Delta\varphi$:

$$\begin{aligned} \delta\Delta\varphi = & -\Delta K \cos z(T_2 - T_1)(\sin \odot \sin T \sin \varphi \\ & + \cos \odot \cos T \sin \varphi \cos \varepsilon). \end{aligned} \quad (4.45)$$

因 $\cos \varepsilon \doteq 1$, 由(4.45)式可以看出, $\delta\Delta\varphi$ 值对称于子夜而变化,并在子夜或正午取极大,其变幅为

$$2\Delta K \sin \varphi(T_2 - T_1) \cos z. \quad (4.46)$$

根据(4.45)式,除可以从完整链的闭合差值求 ΔK 外,也可以将纬度观测分成两个对称于子夜的观测序列($m-i$)

和 $(i - e)$, 分别求闭合差及相应的改正 ΔK 值。

从 (4.41) 式还可以看出, 误差 ΔK 对同一星组不同日期的测纬结果, 影响也不相同。因此, 如果观测星组安排不当, 误差 ΔK 可能会引起测站纬度的视漂移以及周年波动, 后者也可能混在地方 z 项之中。

假定 $\Delta K = 0''.02$, 取 $T_2 - T_1 = 2^h = 0.524$ (弧度), 对陕西天文台的纬度, 由 (4.43)、(4.46) 两式分别得 $\delta\Delta T$ 和 $\delta\Delta\varphi$ 的变幅为 1.5ms 和 $0''.01$ 。如果 T 的值为在子夜前后两小时, (4.42) 和 (4.45) 所对应的累积误差分别为 $4.5\text{ms}(i - e)$, $-4.5\text{ms}(m - i)$ 和 $0''.05$ 。

从 (4.38) 式也可以推算出, 当光行差常数改变 $0''.026$ 以后, 等高观测仪器系统跳变的数量。假定观测对称于子夜, 对于陕西天文台, 时间跳变约为 -1.7ms , 但纬度跳变几乎为零。

从 (4.38) 式第一项 $d\delta h_1$ 的式子不难理解, 若光行差常数有误差 ΔK , 则对等高圈的影响为 $\Delta\delta h_1$, 其对某一晚上某一星组为一常量, 但对不同晚上或不同星组则略有变化。如果棱角的稳定性极高, 并在 dz 的变化中可以消去其他因素的影响, 也可由观测天顶距的闭合差或由某一星组不同日期观测天顶距的变化来求 ΔK 。

下面再简单介绍一下当天文常数存在误差时, 组改正的求法。

天文常数采用值有误差, 也可以认为是观测量 x 的变化形式, 或者在得到组改正之前, 存在于观测中的系统误差的形式。当知道了某一天文常数有误差, 也不难得到其对待测量影响的具体表达式。为了一般的讨论, 我们令观测量 x 的变化形式为

$$\delta x = Af. \quad (4.47)$$

式中 A 为常数, f 为某个参数(比如当地的时间或气温)的函数. 对光行差而言, A 即 ΔK , f 为(4.40)或(4.41)式.

对此, 从与 4.5 节连锁法相同的概念出发, 有

$$x_{G+1} - x_G = \delta x_{G+1} - \delta x_G + p.e.$$

式中 $p.e.$ 为观测的偶然误差. 取大量观测的平均得

$$\Delta x_{G,G+1} = \Delta \delta x_{G,G+1} + \overline{p.e.}.$$

对某种闭合链求和, 假定 $\Sigma \overline{p.e.}$ 与 k 相比很小, 可以不计, 得

$$\sum^n \Delta x_{G,G+1} - \sum^n \Delta \delta x_{G,G+1} = k.$$

利用(4.47)式可以得到

$$k = A \sum^n \Delta f_{G,G+1}$$

和

$$A \pm \sigma_A = (k \pm \sigma_k) \left(\sum^n \Delta f_{G,G+1} \right)^{-1}. \quad (4.48)$$

为了求得组改正, 与(4.13)式类似, 有

$$X_{G,G+1} = \Delta x_{G,G+1} - k \Delta f_{G,G+1} \left(\sum^n \Delta f_{G,G+1} \right)^{-1} \quad (4.49)$$

至此, 就可以利用 (4.14)、(4.15) 联立方程组解得组改正及其均方误差. 如果 σ_G 和 $\Delta f_{G,G+1}$ 都相同的话, 可以算出精确的组改正, 其均方误差仍可用(4.23)式表示.

4.7 外部符合和长期稳定性

仪器的观测精度通常用其结果的组内符合和组外符合来表征. 组内符合仅表明仪器短期或一夜中的工作性能的优劣, 外部符合则体现仪器中期观测精度的高低. 二者虽有联系, 但并非等同.

我国的授时年报以 \overline{m}_w 表示仪器全年测时结果的外部符

合。自 1973 年起,它是根据每一观测星组主钟钟差的观测值相对其采用值的偏离来计算的^[12],即

$$\bar{m}_u = \pm 1.253 \frac{\Sigma |A - O - \Sigma|}{\Sigma N - \frac{1}{2}}. \quad (4.50)$$

式中 A 和 O 分别为主钟钟差的采用值和观测值, Σ 为平均人仪差, ΣN 为所有观测者观测组数总和。

外部符合 \bar{m}_u 也可用每晚的平均值来计算, 1966—1972 年我国的授时年报就是这样计算的。这样, (4.50) 式中的 O 则为每晚几组结果的平均, ΣN 为观测总夜数。

在我国世界时的综合系统中, 起主要作用的是仪器观测结果的年波动 E_m , 它是根据一年内每架仪器半月平均点对相应历元上主钟钟差采用值的偏离来计算的, 即

$$E_m = \pm \sqrt{\frac{\Sigma v^2}{n-1}}, \quad (4.51)$$

$$v_{ij} = (u_j - u_{ij} - \Sigma_i),$$

其中 i 为仪器序号, j 为平均点序号。 u_j 为第 j 个半月对应于标准历元的主钟钟差采用值, u_{ij} 为该半月内第 i 架仪器观测值的平均, 并按钟速归算到该半月的标准历元上。 n 为平均点个数, Σ_i 为平均点人仪差的平均:

$$\Sigma_i = \frac{1}{n} \sum_1^n (u_j - u_{ij}).$$

年波动 E_m 也能比较好的衡量仪器中期工作的稳定性能。

多年来, 由于我国各天文台广大天体测量工作者的积极努力, 深入地分析仪器误差并不断加以改进, 使仪器的测时精度不断提高。其中不少仪器的测时结果可与世界上最高水平的仪器相媲美。表 4.1 之 a 、 b 分别列出了我国上海天文台、

表 4.1a 外部符合 $\bar{m}_u(\text{ms})$

年份 \ 仪器	NP	PA	PP	SP	SPA	WA	ZA	ZP ₁	ZP ₂	ZPA	年 平均
1966	±8.3	9.6	8.8	—	—	6.6	5.0	—	8.1	—	±7.7
67	8.1	8.3	8.8	—	—	6.7	5.4	—	6.9	—	7.4
68	8.2	7.8	10.0	—	—	7.3	6.8	8.3	6.2	—	7.8
69	12.0	8.9	9.1	—	—	7.6	7.4	8.5	6.1	—	8.5
70	10.4	8.1	10.6	—	—	9.7	6.3	5.6	—	—	8.4
71	9.2	7.4	9.9	—	—	7.0	5.9	5.7	—	—	7.5
72	8.8	7.6	9.9	—	—	6.1	7.2	5.6	—	—	7.5
73	8.3	9.7	13.5	—	—	7.0	7.4	5.7	—	—	8.6
74	8.2	10.9	11.7	7.1	6.8	7.3	6.8	6.9	—	—	8.2
75	7.8	10.4	—	6.1	6.5	6.3	7.5	5.3	—	6.1	7.0
76	9.7	13.0	—	6.6	7.1	7.4	8.9	5.6	—	6.8	8.1
77	11.0	12.3	—	6.7	6.4	10.9	9.3	6.2	—	6.6	8.7
平 均	±9.2	9.5	10.3	6.6	6.7	7.5	7.0	6.3	6.8	6.5	±8.0

表 4.1b 年波动 $E_m(\text{ms})$

年份 \ 仪器	NP	PA	PP	SP	SPA	WA	ZA	ZP ₁	ZP ₂	ZPA	年 平均
1966	±7.2	6.2	5.0	—	—	4.5	3.1	—	5.8	—	±5.3
67	4.0	4.2	5.9	—	—	4.3	3.0	—	5.0	—	4.4
68	5.4	2.8	4.9	—	—	4.3	4.2	6.9	4.8	—	4.8
69	6.3	4.2	4.1	—	—	5.5	4.9	4.5	3.2	—	4.7
70	7.2	3.8	5.5	—	—	6.8	3.2	3.1	—	—	4.9
71	5.1	3.6	6.6	—	—	5.5	3.1	3.4	—	—	4.6
72	4.7	3.3	5.6	—	—	3.8	3.5	2.9	—	—	4.0
73	3.2	3.2	5.6	—	—	3.4	3.2	3.0	—	—	3.6
74	3.1	4.4	6.4	3.2	2.8	5.0	3.3	3.9	—	—	4.0
75	3.8	3.2	—	3.5	3.0	3.4	2.2	3.2	—	2.5	3.1
76	5.2	5.0	—	4.2	2.5	4.2	4.6	2.2	—	3.1	3.9
77	3.4	4.9	—	4.1	2.8	5.5	3.4	3.8	—	4.5	4.1
平 均	±4.9	4.1	5.5	3.8	2.7*	4.7	3.5	3.7	4.7	3.0*	±4.3

带*者,资料用到1979年。

紫金山天文台、北京天文台、陕西天文台、武汉测量与地球物理研究所等 10 架仪器多年来测时结果的外部符合 \overline{m}_u 、年波动 E_m 之值^[3]。仪器代号见表 4.2a。

由于仪器观测精度的提高,综合时号改正数订定方法的不断改进和完善,以及高稳定性守时钟的使用,使我国的世界时工作在台站少、仪器少的情况下,多年来一直稳定保持在世界先进水平的行列中。我国世界时综合系统的仪器情况列于表 4.2 之 a, b。

表 4.2 a 台站和仪器

台站	仪 器	代号	口径(mm)
紫金山天文台	光电中星仪 (Zeiss No. 14970)	NP	100
北京天文台	当容等高仪 (OPL No.30)	PA	100
	光电中星仪 (Zeiss No. 20618)	PP	100
上海天文台	当容等高仪 (OPL No. 14)	ZA	100
	II 型光电等高仪	ZPA	200
	光电中星仪 (Zeiss No. 14968)	ZP _I	100
陕西天文台	光电中星仪 (Zeiss No. 20620)	SP	100
	I 型光电等高仪	SPA	150
武汉	当容等高仪 (OPL No. 29)	WA	100

我国世界时工作情况可用综合时号改正数的精度来衡量,其均方误差 M_H 由时号收录均方误差 M_r 和主钟钟差的均方差 M_u 两部分组成,即

$$M_H = \sqrt{M_r^2 + M_u^2}.$$

M_r 取收录国内、外时号均方差的平均,为 $\pm 0.14\text{ms}$, 因此 M_u 是 M_H 的主要成分。 M_u 的计算也曾几次变化,1964 年起用各架仪器的年波动 E_m 来估计,1973 年起改用综合主

表 4.2 b 综合系统的组成

年份	仪 器 数 量			合 计
	IPP	AST.	PH. AST	
1966	3	3	—	6
67	3	3	—	6
68	4	3	—	7
69	4	3	—	7
70	3	3		6
71	3	3	—	6
72	3	3	—	6
73	3	3	—	6
74	4	3	1	8
75	3	3	2	8
76	3	3	2	8
77	3	3	2	8

钟曲线的系数误差来估计^[13]。

表 4.3 列出了 1966—1977 年间,我国综合时号改正数的 M_H 值 (ms)。

表 4.3 M_H 值 (ms)

年份	1966	67	68	69	70	71	72	73	74	75	76	77
用 E_m 估计	±2.2	1.8	1.9	1.9	2.1	1.9	1.7	1.5	1.6	1.2	1.4	1.5
用主钟曲线 系数误差估计	—	±1.7	1.6	1.6	1.9	1.7	1.4	1.4	1.5	1.2	1.3	1.3*

*表示该值用每架仪器主钟曲线的月波动估计。

M_H 只表示综合时号改正数的内部精度。为了考查系统的外部精度和稳定情况,需要将其与别的世界时系统进行比较。为此,取我国系统 (S)、国际时间局系统 (BIH) 和苏联标准时刻系统 (ЭВ) 三者之间每年彼此符合的程度,来作为外部符合的表征,比较结果(年波动值)列于表 4.4^[13],其中 BIH

表 4.4 三个系统间的年波动(ms)

年 份	1966	67	68	69	70	71	72	73	74	75	平均
S-BIH	±2.3	1.9	2.5	2.2	1.9	2.3	2.5	1.5	2.8	2.1	±2.20
S-ЭВ	4.0	4.3	3.6	4.1	1.6	3.1	3.7	2.3	2.6	—	3.26
BIH-ЭВ	2.6	3.4	3.1	2.4	2.3	2.3	2.2	2.3	2.6	—	2.58

是国际时间局综合了全世界约 50 个天文台 60—70 架仪器的测时结果,是现在世界上精度最高的世界时系统。苏联的标准时刻系统综合了苏联及东欧一些国家近 20 个台站约 30 架仪器的测时结果。而我国的综合系统仅是国内 4—5 个台站、6—8 架仪器测时结果的综合。由此可见,上述三个世界时系统,以我国综合系统的台站和仪器最少。但从表 4.4 所列近十年的结果来看, S 与 BIH 之间的符合优于 ЭВ 与 BIH 间的符合。需要指出的是,在 BIH 系统中 ЭВ 系统的仪器约占了半数。

考查三个系统长期的相对稳定性,也有同样的结果和结论,此处从略。

在此,需要补充一点,苏联 1975 年采用了世界时新系统(重新改用 BIH 的 CIO 极点坐标,并采用了新的内部修平方法),其平均年稳定度提高约 $1\text{ms}^{[14]}$ 。

从表 4.1 所列的数字,不难看出我国几种测时仪器都具有较高水平。但为了与世界上工作得比较好的同类仪器进行比较,表 4.5a 列出了在 BIH 系统中各种类型仪器系统的十年左右的均方误差。表 4.5b 列出了我国同类仪器在综合系统中的相应数值。这些数字表征仪器长期工作的稳定性。由表 4.5 之 a, b 所列数字的比较,可以清楚地看出,我国的测时仪器达到了同类仪器的最好水平,进入了世界上最优良仪器行列之中。

表 4.5a

PZT			AST			IPP			IP		
台站	E_s	年数	台站	E_s	年数	台站	E_s	年数	台站	E_s	年数
Mz	± 1.4	7	Pa	± 1.7	10	Ma	± 2.9	10	Br	± 3.9	9
O	1.5	9	Irm4	1.9	10	Ira	3.6	10	Bo	5.0	10
To	1.7	10	Rc	2.8	7	Rg	4.3	10	Rm	5.3	8
G	1.9	10	Q	3.5	7	Pu	8.5	9	BAG	5.8	10
Ms	2.2	10	Sf	3.5	7	La	8.6	10	BAn	6.0	8
N	2.5	10	Al	3.7	9	M	11.6	10	Ta	9.2	10
W	3.7	10	Mz	3.9	10	NK	17.1	9	Rj	10.5	9
Rc	4.1	10	Irm3	4.2	10				Bu	11.5	10
H	7.0	10	u	4.2	9				Lm	13.5	10
			Sc	5.1	10				Pr	13.8	10
			Rs	6.5	7				Bl	14.3	10
			Rt	6.5	10				Py	24.4	10
9	± 2.9		12	± 4.0		7	± 8.1		12	± 10.3	

表 4.5b

AST			IPP			PH.AST		
仪器	$E\bar{\sigma}$	年数	仪器	$E\bar{\sigma}$	年数	仪器	$E\bar{\sigma}$	年数
PA	± 1.6	12	PP	± 2.8	9	SPA	± 0.9	6
WA	2.0	12	NP	3.0	12			
ZA	1.6	12	ZP	2.1	10			
3	± 1.7		3	± 2.6		1	± 0.9	

由表 4.1 和 4.5 b 还可以看出,我国的光电等高仪在测时方面有很高的精度,特别是观测结果的长期稳定性高,是研究地球自转的最好的经典仪器之一。以 I 型光电等高仪为例,利用它在 1974—1979 共 6 年中的观测结果,得其半月平均点年波动的平均为 $\pm 2.7\text{ms}$,单夜观测的外部符合为 $\pm 6.7\text{ms}$,年平均系统的长期稳定性为 $\pm 0.9\text{ms}$ 。如果把这样的仪器,合

理地分布在不同的经度和纬度线上,同时考虑到晴夜多并能互相弥补,只要不多的仪器就可以给出一个很好的世界时系统.为便于说明起见,可以设想有8架这类仪器,平均每晚有3—4架在工作,仅由它们所得到的世界时系统,每天精度为 $\pm 3.3-3.9\text{ms}$,5天平均为 $\pm 1.5-1.7\text{ms}$,半月平均点波动为 $\pm 1\text{ms}$.当然,要真正达到这样的效果,除发挥仪器本身的潜力外,还要精心挑选良好的观测台址.

纬度观测结果的外部符合,一方面可用每晚(或组)测纬结果的外部符合 \bar{m}_φ 或半月平均点的年波动来表征(参考系统可以是其本身的平滑系统,也可以是IPMS或BIH提供的系统),另一方面,也可以根据其测纬结果所确定的单台站地极坐标与某个标准系统偏离的中误差来衡量.我国地极坐标综合系统,是根据几架等高仪(3架AST.和3架PH.AST.)和一架天顶仪的测纬结果所订定的单台站 x, y 值的加权平均而组成的.其结果列于表4.6^[15].表4.6a给出我国地极坐标综合系统(ZN)构成的仪器情况.由表列各架仪器的单台 x, y 订定结果与综合系统的偏离可以看出,就内部精度而言,两架光电等高仪的结果与大天顶仪的相当接近.同样,前面关于8架光电等高仪合理分布用于测定世界时的设想,也将对订定地极坐标做出有益的贡献.表4.6b列出了我国地极坐标综合系统ZN与国际上的几个地极坐标系统的比较,其结果可作为衡量外部符合的表征.由此可以看出,ZN系统稍优于ILS系统.需要说明的是,ZN系统在1975年前只有一架天顶仪和3架等高仪参加,而BIH和IPMS均有几十架仪器.

顺便说一句,为了满足国内某些高精度的需要,提高地极坐标的服务质量和精度,国内有关兄弟单位共同合作,曾于1977年建立了我国自己的“1968.0年平北极为原点的地极坐

表 4.6 a

仪器	年份	<i>m</i>	
		<i>x</i>	<i>y</i>
ZTL	1971—79	±0."009	±0."008
ZA	1971—79	.024	.021
PA	1971—79	.026	.024
WA	1971—79	.022	.018
SPA	1975—79	.013	.012
ZPA	1976—79	.012	.012

表 4.6 b

仪器	年份	<i>m</i>	
		<i>x</i>	<i>y</i>
BIH-ZN	1964—78	±0."028	±0."022
IPMS-ZN	1964—78	.019	.021
ILS-ZN	1964—78	.029	.032
BIH-IPMS	1964—78	.015	.014
IPMS-ILS	1964—78	.025	.021
ILS-BIH	1964—78	.033	.025

注: ZTL 为北京天文台天津纬度站目视天顶仪 ZTL-180.

标系统”,简称 JYD 极坐标系统.

注 释

为了得到恒星过等高圈方位角变化与其赤纬变化的关系,可将(3.3)式对 δ , A 微分,并利用(3.5)式得

$$dA = \frac{1}{\sin z \sin q} d\delta.$$

由该式可知,对过等高圈靠近子午圈的星,其方位角受赤纬变化的影响较大,特别当等高圈天顶距较小时.而在 $\alpha = 6^h$ 和 18^h 附近, $d\delta$ 仅由自行引起.

参 考 文 献

- [1] 李致森等,地球物理学报,**21**,278,1978.
- [2] 徐家岩等,陕西天文台台刊, No. 1,51, 1980.
- [3] 上海天文台一室等高仪组,天文集刊, No. 2,10,1978.
- [4] 罗定江等,天文集刊, No. 2,27, 1978.
- [5] 陕西天文台一室,天文学报,**16**,104,1975.
- [6] D. V. Thomas, *Roy. Astron. Soc. Bull.*, No. 127, 1966.
- [7] M. M. Archinard, *Astron. and Astrophys.*, 1968.
- [8] B. Guinot, *Bull. Astron.*, **22**(1958),1.
- [9] Y. Wako, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **22**(1970), 525.
- [10] K. Yokoyama, *Astron. and Astrophys.*, **47**(1976), 333.
- [11] K. Yokoyama, *Publ. Intern. Lat. Observ. Mizusawa*, **11**(1977),11.
- [12] 上海天文台,授时年报,1974.
- [13] 上海天文台一室,天文学报,**18**,4,1977.
- [14] 罗时芳,上海天体测量学术讨论会文集,1980.
- [15] 北京天文台天津纬度站极移组,上海天体测量学术讨论会文集,1980.
- [16] 上海天文台一室,天文学报,**17**(1976),27

第五章 基本参考系和测定恒星位置的方法

5.1 基本的概念. 子午方法和仪器

1. 一般情况

大家知道,为了考察我们周围物体的运动,需要有一适当的参考系. 同样,为了开展对天文学的对象,宇宙中天体(太阳、行星、人造卫星和恒星等)的运动的研究,必需建立某种统一的参考系. 此参考系应该只有惯性直线运动,而没有旋转. 建立这样的参考系是天体测量学最重要的任务之一.

在天球上建立这样的参考系的传统方法是: 利用基本仪器(如子午环)对天球上经过仔细挑选的许多恒星进行精确的位置测定,然后汇集所有资料,编制成所谓的基本星表. 在星表中,列出了均匀分布在天球上的数千颗恒星在某历元的精确坐标 α, δ , 以及由于岁差、自行引起的坐标变化.

利用这些数据可以复制出任何历元的坐标网络. 待测天体的位置可参考这些恒星(称为基本星)的坐标确定之.

无论是从解决天文学上的许多实际问题,还是理论上的问题来说,星表工作都是件十分重要的工作. 历史上许多著名天文学家都为此作出过重要的贡献. 最古老的星表是我国战国时代(B.C. 403—221 年)楚人甘德和魏人石申编著的“甘石星经”. 近代的精确定位是从 17 世纪末格林尼治天文台建立以后开始的. 格林尼治天文台台长,著名的天文学家布来德雷所完成的 1755 年星表,其星位精度已经达到: $m_\alpha, \pm 0''.16$; $m_\delta, \pm 1''.3$, 它是早期最好的星表. 根据这些观测,还发现了周年光行差和地轴章动现象.

近代星表,就其编制方法而言,一般可分为两大类。一类是各天文台根据自己几年之内观测得到的恒星坐标编制成的星表,称为初始星表。初始星表又可分为绝对星表和相对星表二种。另一类是根据若干天文台不同时期的初始星表编制的星表,称为编制星表。编制星表就其系统的精度或独立性又分为二种,一种是基本星表,一种是综合星表或照相定标星表。

现在国际上采用的基本参考系是 Fricke 等人 1963 年发表的第四基本星表 (FK4) 位置和自行系统。FK4 星表包括 1535 颗均匀分布在天球上、目视星等亮于 $7^m.5$ 的恒星的位置和自行。FK4 星表的前身是第三基本星表 (FK3)。除了 FK4、FK3 以外,属于基本星表范畴的还有: 1952 年 Morgan 编制的包括 5268 颗亮星的位置和自行的 N30 星表以及 1937 年 Boss 发表的 33342 颗恒星的位置和自行的 GC 星表。N30 星表的系统精度不仅比 GC 高,而且比 FK3 更接近 FK4 系统,但偶然误差较大。GC 星表的特点是包含星数最多,在历史上曾占有重要地位,但由于所用资料比较老,特别是自行方面存在较大的星等差,所以严格地说,它的暗星 ($m > 7^m.0$) 系统与亮星系统是不同的。目前已不能视为一良好的参考系。

照相定标星星表或综合星表,它们是在基本星表的网络基础上,用子午相对测定方法或照相方法扩充得到的星表。其星数常包括几万乃至几十万颗恒星。近代完成的最重要的照相定标星星表有:

AGK3R 星表。它是根据几十个天文台(11 架子午环)于 1956—1963 年协同观测完成的北天定标星计划编制而成的。该星表给出赤纬自 -10° 至 $+90^\circ$ 约 21000 颗恒星在 FK4 系统内的位置。其精度,赤经和赤纬分别为 $\pm 0''.005 \sec \delta$ 和

$\pm 0''.116$ 。而它们的自行精度，两个分量均为 $\pm 0''.42$ ，比 N30、GC 星表还高。

SRS 星表。它是 AGK3R 向南天扩充的计划，由 12 个天文台的子午环(包括南半球的五架仪器)于 1962 年至 1973 年间协同完成的观测。它包括约 20000 颗南天恒星在 FK4 系统内的精确位置。其精度估计也在 $\pm 0''.1$ 左右。

SAO 星表。这是美国 Smithsonian 天体物理现象台为建立一个卫星跟踪和定位系统而编制的星表。它包括归算到 FK4 系统、分布在全天的 25.9 万恒星的位置和自行。根据该星表与 1960 年前后的子午环观测比较，星位的精度约 $\pm 0''.7$ 。

2. 星表的系统误差

评价一部星表的质量最重要的参数是星表的系统误差大小，即由它体现的天球坐标系畸变的量级。由于仪器的缺陷、观测误差和外界环境的影响，星表中的恒星坐标必然包含偶然误差和系统误差。前者指的是单个恒星相对于所在区域内诸恒星平均位置的偏离。后者指的是在天球一定范围(“相对长度”)内，所有恒星的坐标均同样地被歪曲了，即星位误差随区域不同而变化的部分。

根据对大量星表的详细研究，一般认为赤经和赤纬的误差的系统部分依赖于赤经 α 、赤纬 δ 和星等 m 等三个分量，并且是可分离的，即可表示为

$$\Delta\alpha = \Delta A + \Delta\alpha_\alpha + \Delta\alpha_\delta + \Delta\alpha_m,$$

$$\Delta\delta = \Delta\delta_\alpha + \Delta\delta_\delta + \Delta D.$$

图 5.1 表示这些误差对坐标网络的影响。 $\Delta\alpha_\delta$ 型误差使赤经圈畸变，而 $\Delta\alpha_\alpha$ 型误差破坏赤经网格的均匀性，如图 5.1 (B) 所示。同样， $\Delta\delta_\delta$ 和 $\Delta\delta_\alpha$ 型误差使赤纬圈产生畸变，如

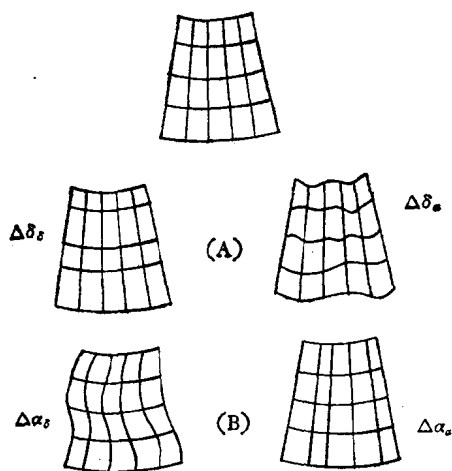


图 5.1 各类系统误差对网络的影响

图 5.1 (A) 所示。春分点改正 ΔA 使整个坐标网络绕地球自转轴旋转一个小角度。 ΔD 是赤道面改正。

在上述误差中，依赖于赤纬部分的误差主要由仪器缺陷造成的，其数值比较大。而与 α 有关的误差，主要是由于仪器误差随外界环境(季节性和一夜中的气象因素)的变化而引起；自然也 and 仪器有关，外因通过内因起了作用。我们以后将更详细地予以论述。最后，星等差主要是人差引起的，一般还是比较小的。近代的子午仪器的观测结果，通常没有 $\Delta\delta_m$ 型误差。但照相星表包括 $\Delta\alpha_m$, $\Delta\delta_m$ 两者，同时还可能存在光谱型差 $\Delta\alpha_p$ 及 $\Delta\delta_p$ 。

表 5.1 刊载了 FK4 星表在不同历元的精度。从此表我们可以看出，随着时间的推移，FK4 星表的精度逐渐下降。正由于这个原因，1976 年 16 届国际天文协会大会通过决议，在 1984 年前发表 FK5，代替目前使用的 FK4 星表。

表 5.1 FK4 星表的中误差^[1]

(偶然误差、系统误差、总误差)单位: $\pm 0''.01$

误 差	北半球 ($\delta > -10^\circ, 59\%$)			南半球 ($\delta < -10^\circ, 41\%$)			星表的所有星		
	偶然	系统	总误差	偶然	系统	总误差	偶然	系统	总误差
$m_\alpha \cos \delta$ $m_{\mu\alpha} \cos \delta$ (观测平均历元)	3	3	4	5	6	8	4	4	6
	12	12	17	24	24	35	17	17	24
1950.0 $m_\alpha \cos \delta$ 1975.0 2000.0	5	3	6	10	7	12	7	5	9
	7	6	9	15	12	19	10	8	13
	10	9	13	21	17	27	15	12	19
m_δ $m_{\mu\delta}$ (观测平均历元)	3	2	4	5	3	5	4	2	4
	12	6	13	23	10	25	17	7	18
1950.0 m_δ 1975.0 2000.0	5	2	6	9	5	11	7	3	8
	8	4	9	14	7	16	11	5	12
	11	5	12	20	9	22	15	7	16

3. 子午方法

测定恒星坐标 α, δ 的传统方法是子午方法。下面, 我们来叙述子午方法的一般原理。设想有一理想的望远镜, 严格地置于子午圈上。当恒星经过子午圈时, 测量它的天顶距 z_m , 并记录星过中天的时刻 T_m 。则有:

$$\left. \begin{aligned} \delta &= \varphi + z_m \\ \delta &= \varphi - z_m \end{aligned} \right\}, \quad (5.1)$$

$$\delta = 180^\circ - \varphi - z_m, \quad (5.2)$$

它们分别对应于恒星在天顶以北上中天, 天顶以南上中天和下中天三种情形以及

$$\alpha = T + u, \quad (5.3)$$

$$\alpha = T + u \mp 12^h, \quad (5.4)$$

分别对应于恒星上中天和下中天的情形。

因此,只要得到仪器所在点纬度的真值 φ , 由(5.1)、(5.2)式即可求得所有恒星的赤纬。为此,需要观测拱极星上、下中天。令 $z_{\text{上}}, z_{\text{下}}$ 分别为拱极星上、下中天时的天顶距的观测值,我们有

$$\varphi = 90^\circ - \frac{1}{2}(z_{\text{上}} + z_{\text{下}}). \quad (5.5)$$

这样观测了均匀分布于全天几百颗乃至几千颗恒星的天顶距就可以建立赤纬系统。根据它确定赤道面位置和相应的赤纬圈网络。

从(5.3)、(5.4)式可知,恒星经过子午圈时刻之差等于它们的赤经差。这样观测了几百到几千颗均匀分布在天球上的恒星经过子午圈的时刻,我们就可以得到仅仅相差一零点待定的赤经系统:

$$\alpha_i = (\alpha_0)_i + A.$$

其中,数值 A 由比较太阳系天体的赤经的观测值和历书理论的计算值得。

4. 基本仪器

为了完成上述位置的测定,人们利用三种仪器:大中星仪,子午环和垂直圈仪。

大中星仪和用于测时的轻便中星仪的性能相似,仅能测定赤经。不同的是仪器的口径较大, $D \approx 150-190\text{mm}$, 焦距较长, $F \approx 1500-2000\text{mm}$, 而且均采用直轴式结构,以便使视准线更牢靠地固定在镜筒中。它的水平轴的两端轴颈支承在两个支架上,而支架装在支柱上,支柱再牢固地建筑在坚实的基座上。基座和观测室的地板是分离的,以便使仪器

具有尽可能高的稳定性。

令 a, i 分别为仪器的水平轴的方位角和水平倾角, c 为它的准直误差。利用这种仪器测定赤经的公式是,

$$\alpha_i = T_i + u + Ii + Aa + Cc, \quad (5.6)$$

其中,

$$\begin{aligned} A &= \sin z \sec \delta, \\ I &= \cos z \sec \delta, \\ C &= \sec \delta. \end{aligned} \quad (5.7)$$

这种大型仪器是不可能轻便地“转轴”的。量 c 和 i 是用实验室的方法,每隔一定时间(如三、四小时)测定一次。相应于恒星中天时刻的 c 和 i 的数值,用内插方法得到。为了检测仪器方位角的变化,人们在子午线上设置了方位标。方位标固定在远离仪器(大约 100 米)的稳固的基础上。同时在观测室内专门的基座上安装透镜,它的焦距等于此透镜至方位标的距离,即 $F \approx 100$ 米。因而方位标的方位稳定性比仪器视准线的方位稳定性高得多

除了上述仪器安装误差以外,还有枢轴误差、镜筒旁侧弯曲以及大气旁折射。如果我们不能精确确定它们的数值,并掌握它们随时间(昼夜或四季)以及随天顶距变化的规律,将直接影响由观测得到的赤经系统的质量,即产生 $\Delta\alpha_a, \Delta\alpha_b$ 型的畸变。

子午环和大中星仪不同的是,在仪器水平轴上还装有精密的刻度盘。子午环不仅可以用来测定赤经,而且还可以测定赤纬。刻度盘的四个读数显微镜及其框架固定在支柱上。望远镜与度盘牢固相联。所以从读数显微镜可以得到望远镜转过的角度。但要求得恒星天顶距,还必须知道望远镜指向天顶点的读数。为此在仪器基座中央安置了水银地平。当望远镜指向水银地平,利用自准直法可以得到天底点度盘的读

数。将此度盘读数加上 180° ，即得到天顶点读数。

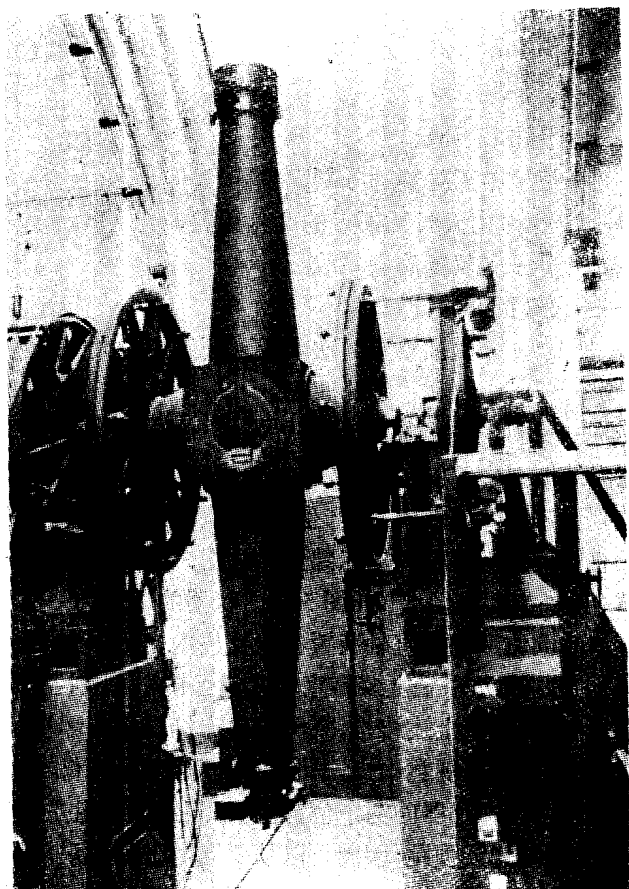


图 5.2

子午环的垂直度盘直径较大，一般达 700mm 左右。每隔 $2'-5'$ 刻划一精确的分划线。利用上述四个读数显微镜，可得到 $0''.1$ 的精度。

由中天观测绝对测定赤纬的公式是，

$$\begin{aligned}\delta &= \varphi \pm z \\ &= \varphi_0 \mp [|M - M_z| + \Delta M_s + \rho + \Delta\rho \\ &\quad + \Delta\varphi + \Delta\varphi']. \end{aligned} \quad (5.8)$$

其中,

φ_0 ——平纬采用值,

M ——恒星中天时刻的分刻度盘读数,

M_z ——恒星中天时天顶点的度盘读数,

ΔM_s ——子午仪器的弯曲改正,

ρ ——大气折射的计算值,

$\Delta\rho + \Delta\varphi$ ——由拱极星两次中天观测测定的大气折射改正和平纬的改正,

$\Delta\varphi'$ ——纬度变化改正值.

在赤纬测定中,仪器弯曲(包括镜筒和度盘弯曲两者)和度盘分划误差的数值较大,是产生 $\Delta\delta_s$ 型误差的主要原因.

垂直圈仪仅供测定恒星赤纬坐标之用. 它的结构比子午环简单,象一架大型经纬仪(图 5.3). 仪器的下部为一支柱,仪器上部的圆锥形的垂直轴装置在此支柱内,可以方便地绕轴旋转. 在它的水平轴上装有直轴式望远镜和刻划至 $2'$ 的精密垂直度盘. 由于上述结构,观测恒星赤纬与子午环有所不同,可以在一颗恒星观测中央,即恒星中天前后,将仪器旋转 180° . 这样可以在仪器的两个位置上,如同经纬仪盘左、盘右一样,测量恒星的天顶距;因而可以从仪器两个位置观测得到的垂直度盘读数直接求出恒星的天顶距,而不必通过水银地平求天底点,免除了测定天底点的误差. 此种仪器另一优点是,只要求在一颗星观测过程中保持测微器和水准器的零点不变,一夜(或几小时内)中的变化并不影响天顶距的测量值. 这也是和子午环不同之处.

垂直圈仪的仪器理论和实用天文学教程所叙述的全能经

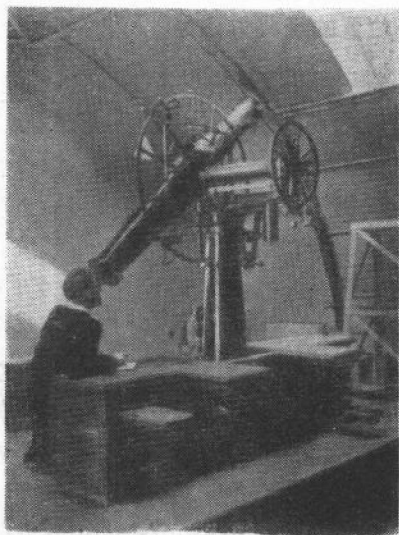


图 5.3

纬仪绝对测量恒星天顶距的理论完全相同,这里不再重复。

垂直圈仪的缺点是它的结构不对称,有时在赤纬测定成果中造成颇大的系统误差,并且这类系统误差随时间、温度而变化。例如,本世纪 20 年代几个天文台的五架垂直圈仪相对 NFK 系统、赤道面的 $\Delta\delta_s$ 型系统差很明显(见表 5.2)。

表 5.2 垂直圈仪的系统差^[2]

天文台	垂直圈仪	$\Delta\delta_s$	观测年代
普尔科沃	Эртель 6"	0"0	1919—25
柏林	Wanschaff 7"	-0"5	1916—27
华沙	Repsold 6"	-1"1	1922—25
尼古拉耶夫	Repsold 4"	-1"4	1925—27
慕尼黑	Askania 7"	-1"6	1927—30

5.2 测定恒星位置的经典方法

对于从事等高星表观测的科学工作者,了解子午观测的特点,和实测过程中可能引起的仪器系统误差,以便和等高星表的观测加以比较,是必要的。考虑到还没有介绍子午星表观测的中文专著,因而在这里作一些介绍。

当恒星的坐标独立于任何已知的位置系统,并直接根据赤道坐标系的定义来测定时,这种测定称之为绝对测定。相对测定的原则与绝对测定相反,可以参照已知精确位置的恒星来测定待测天体的坐标。这就是说,在绝对测定时,计算恒星坐标所需要的子午仪器参数、观测点的地理坐标和大气折射值必需用实验方法独立地确定并改正之,或者在观测归算过程中消除这些参数采用值的误差的影响。而相对测定时,这些参数的数值是根据已知其精确位置的恒星的观测来确定的。

1. 赤纬的绝对测定和相对测定

由(5.1)、(5.2)式可知,赤纬的绝对测定包括仪器的平纬和天顶距测定这两方面。关于前者,从理论上来说,观测拱极星上、下中天即可以得到平纬的绝对值,而地方纬度变化部分可以利用该台站的时纬仪器观测结果或国际极移服务的资料得到。根据(5.5)式,有

$$\Delta\varphi = -\frac{1}{2}(\Delta z_{sp} + \Delta z_{vp}) \approx -\Delta z \quad (5.9)$$

由此可知天顶距的测定系统差将以相反的符号进入 $\Delta\varphi$ 中。为了计算大气折射,在赤纬绝对测定时,每一小时读取气压计读数一次;而每颗星观测都要读取一次温度计的数值,后者精度要求准到 $0.02-0.04^\circ\text{C}$ 。为了得到大气折射的真值,著名天

文学家白塞耳建议在方程(5.5)中引入大气折射系数未知改正量 Δk . 但分析所得到的 $\Delta\varphi, \Delta k$ 结果表明: 这种计算只是形式的, 不仅没有改善赤纬系统, 甚至使它变得更坏. 后来, 又有人在(5.5)式中再引入表示仪器弯曲的附加项, 也没有得到成功. 现在, 很少有人利用这些方法了.

关于天顶距的测定, 首先是确定仪器的天顶点位置. 如上所述, 一般都是先用自准直法测定天底点位置. 将天底点的读数加上或减去 180° , 便得到度盘上天顶点的位置. 用此种方法确定天底点位置时, 镜筒朝下, 与仪器观测天体情况很不相同, 因而有可能引进系统误差. 在一夜过程中, 天顶点位置由于温度变化会产生系统漂移, 需要每隔二小时左右测定一次. 但最令人头痛的还是度盘读数受仪器弯曲(包括镜筒弯曲和度盘弯曲两者)影响而被歪曲. 它是引起赤纬星表的 $\Delta\delta$ 型系统误差的主要原因. 有人曾在白天和夜间的不同条件下, 对子午仪器进行了大量而细致的研究. 结果发现这类仪器的弯曲变化很复杂, 数值范围达 $1''$ 或更大. 并且不是用一般方法能消去或改正的. 其影响随远离天极而增大. 从(5.1)、(5.9)式可知, 这种难以估计的、影响天顶距的误差 Δz , 对南星赤纬的影响远比对北星赤纬的影响大. 现代星表的赤纬系统在赤道区的分歧仍然可以达到 $1''$ 量级. 因此引进了太阳系天体的观测资料来确定赤道面的位置, 改正因上述因素影响而被歪曲的赤纬系统. 这个问题看来只有使用新的消去了弯曲的仪器, 或者采用本质上不同于经典方法的新的观测方法与仪器时, 才能得到完善的解决.

关于恒星位置的相对测定, 首先要从某一基本星表中选择好参考星, 编制好观测纲要. 观测纲要中的参考星数一般为总星数的 30% 左右. 一般来说, 它们在天球上的分布应尽可能均匀. 有时为了更可靠的检测仪器参数的变化, 使参考星

稍集中于每夜之始末。

例如,仪器指向天赤道的度盘的读数——赤道点,是从该夜中所有参考星的观测求得的。研究这些结果随时间(或赤经)的漂移,可以消去赤道点随时间的变化。分析它随参考星 δ 的变化可以消去大部分与天顶距有关的仪器误差。

然而,由观测者、仪器和地方性效应产生的系统误差还受着多种复杂因素的影响,并不是人们都能很好地确定的。因此在实用上,在进行相对观测的整个期间,每个月还组织一、二次专门的参考星星组的观测,来确定相对测定中的区域性系统误差,以达到待测的相对星表和基本星表系统更好的吻合。

2. 赤经的绝对测定和相对测定

赤经的绝对测定主要包括两部分:绝对方位角的测定和赤经系统的平滑。至于赤经的起算点——春分点位置的测定,我们将在第七章简要地予以介绍。

经典的绝对测定方位角的方法是观测同一颗拱极星上、下中天。这两次中天一般相隔奇数天。为了使这些观测能可靠地归算至同一测量系统,需要监测子午仪器方位的短期(几小时至几天)内的变化。为此要利用更为稳定的子午标(参阅 5.1 节)。在一夜观测过程中,每三、四小时瞄准一次子午标。这样可将所有星过时刻归算至相对子午标方位。令: $\Delta\alpha$ 为子午标的绝对方位角, Δi 为子午仪器的傍侧弯曲, $\Delta\alpha$ 为拱极星的赤经绝对改正,则由仪器两个位置(盘东和盘西)的观测,可以建立下述方程组:

$$\begin{aligned} K_{up}\Delta\alpha + I_{up}\Delta i - \Delta\alpha &= L_1, \\ K_{sp}\Delta\alpha + I_{sp}\Delta i - \Delta\alpha &= L_2, \\ K_{up}\Delta\alpha - I_{up}\Delta i - \Delta\alpha &= L_3, \end{aligned} \quad (5.10)$$

$$K_{ip}\Delta\alpha - I_{ip}\Delta i - \Delta\alpha = L_i.$$

其中, 诸 L 为已知的观测量. 我们并假定, 在此观测期间内 (一般取为 15—20 天), $\Delta\alpha$ 保持不变. Δi 在仪器转轴前后, 只改变一符号.

根据上述方程组解得的 $\Delta\alpha$, Δi 的数值, 修正所有其余恒星的结果. 虽然, $\Delta\alpha$, Δi 的测定误差、反常折射、枢轴的不规则都可影响由观测系统导得的赤经网络沿赤经圈方向的均匀性 (即 $\Delta\alpha_s$, 参阅图 5.1 B.), 但历史的经验表明, 方位角绝对测定中的问题在一些情况下显得格外突出.

在经典的平滑赤经系统的方法中, 普尔科沃方法曾被认为是符合绝对测定定义的方法. 这个方法是沿天球赤道区 ($|\delta| \leq 40^\circ$) 选取赤经分布比较均匀的 36 颗亮星, 不分昼夜地对它们进行观测. 赤经系统的平滑仅对这 36 颗亮星进行. 其他待测星的赤经根据上述平滑结果由较差方法求得. 这个方法的特点是利用了大量的白天观测. 由于白天环境温度变化大, 子午仪器的人仪差变化剧烈, 性质与黑夜也不相同, 因而有可能引入较大的误差. 现在常常利用来平滑赤经系统的方法类似于天顶仪纬度观测中采用的连锁方法. 在新方法中, 被选为“基本星”的星数大大增加了. 并仅仅利用夜间观测. 处理方法大体与经典的亮星赤经系统平滑方法相同. 不同的是, 这时涉及的不是两颗“基本星”的赤经差, 而是每两组的组平均赤经改正之差.

关于赤经的相对测定, 通常多利用白塞耳公式

$$\alpha = T + (u + m) + n \lg \delta \quad (5.11)$$

来处理. 方程中的未知数是时钟改正 u 、水平轴的方位 m 和 n , 可利用已知坐标的参考星的观测来确定. 像赤纬的相对测定一样, 需要综合一晚中所有参考星观测得到的 n , $u + m$ 的结果, 研究它随时间的变化, 并考虑到 $u + m$ 依赖于赤纬

的关系,求得(5.11)式中最后的采用值,得到待测星的赤经。为了确定赤经相对测定中的人仪差,在整个观测期间,也常要组织专门的“参考星”星组的观测。

5.3 测定恒星位置的新方法、新技术

1. 射电干涉测量

近十余年来,射电干涉测量技术取得了十分令人鼓舞的成果。利用两台(或者多台)射电天线观测同一射电源,记录由于地球自转产生的、到达各天线之间的相位差,可以精确测量该射电源相对于地球瞬时自转轴的周日平行圈的半径,即它的绝对赤纬。射电源之间的赤经差也可以绝对地求出。由于这项技术取得的重大进展,天体测量方面已经出现了全新的方向——射电天体测量学。它不仅对于那些历来与天体测量学有着密切联系的大地测量、动力天文学以及引力理论检验等领域有着重要的意义,而且对于光学基本天体测量学也产生着革命性的影响。由于射电天体测量学的诞生,现在我们已经有可能利用那些遥远的河外源作为地球上的基准点来定义一较为理想的参考系了。

许多河外源(如类星体)虽然距离十分遥远,光学星等暗弱,但具有强烈的射电辐射。这些天体在空间的位置不受银河系自转的影响,角自行极小,实际上可以忽略不计。已知的适合做精密测量的河外源超过200个,而且天空中各方向都有。

和光学天体测量比较,射电天体测量的突出优点还有:它的结果几乎不受大气折射影响,因为所测量的不是射电源的方向,而是辐射脉冲到达的时刻。它能以测量小角度的精度测量大角度,因而区域性的系统差可以避免,或者不再是一个严重的问题了。

有两种很不相同的射电干涉技术已经得到了高精度的定位结果。一种是用电缆或微波线路联系各单元的短基线(如数公里)干涉仪(SBI),一种是甚长基线(如几千公里)干涉仪(VLBI)。英国 Mullard 射电天文台利用 3.84 公里基线的连接单元射电干涉仪在 6 厘米波段上,测定了 53 个河外源和 2 个银河源的位置。据估计,对 $\delta = 45^\circ$, 其赤纬精度的均方误差约为 $\pm 0''.03$ (赤纬精度近似地反比于 $\sin \delta$), 赤经差的测定误差为千分之几时秒($\sim 0''.05$)。Robertson 等人用 VLBI 技术测定了 18 个河外射电源及大陵五的位置。估计赤纬的均方误差为 $\pm 0''.02$ (对中等赤纬)到 $\pm 0''.2$ (对某些近赤道源)。赤经测定误差相对于 3C273B 为 $\pm 0''.003$ ($\sim 0''.05$)。上述的 SBI 和 VLBI 测量有 9 个公共的河外源。两者的赤经差除去平均值(因为它们的零点都是任意定的)后,均方误差为 $\pm 0''.05$ 。在赤纬测定中,射电源 OJ287 两者之差达 $0''.25$ ($\pm 0''.09$)。除去此源,两者的赤纬差平均值为 $-0''.02$, 均方误差为 $\pm 0''.05$ 。关于 OJ287 源位置差异的看法上有大的分歧,很可能是因为它具有不对称结构引起的。随着射电干涉测量技术的发展,对源的结构和地球自转及潮汐运动模型研究的改正,长基线干涉测量技术(VLBI)的精度可望进一步大幅度地提高。有人估计,几年之内可以达到 $\pm 0''.005$ 。而预期的极限精度是 $\pm 0''.001 - \pm 0''.002$ 。

从基本天体测量的立场来看,射电天体测量技术暂时的缺点是不能直接测定赤经的起算点——春分点——的位置,需要利用射电星和河外天体的光学对应体的光学位置的观测结果才能推算。但已设想了几种方案来解决这个问题。例如,人们可以发射强射电辐射的致密的人造射电源到靠近太阳系自然天体的轨道上(有时甚至可以放在它的表面上),利用 VLBI 较差方法精确确定人造源对河外源的位置。或者

利用 VLBI 观测地球在轨道（平均半径 ≈ 500 光秒）上运行时脉冲星辐射到达的时间变化，测它的黄经和黄纬，同时利用 VLBI 观测得到的瞬时赤经和赤纬值，可以确定黄道倾角和春分点的位置。或者利用最灵敏的干涉仪——甚大阵（VLA）来观测最亮的小行星，等等。这样，我们仅根据射电干涉方法也可能建立起和传统的光学基本参考系一致的赤道坐标系。

虽然适合于大空间范围（包括银河系和河外星系）研究、接近理想的惯性参考系最终可能摆脱目前采用的赤道和春分点的定义。例如，仅利用一组十分遥远的天体直接定义一惯性参考系，它的基准面和原点却是商定的，如取接近银道坐标系的基准面和原点。但以尽可能高的精度将目前光学基本参考系 FK4（或 FK5）与射电参考系联系（统一）起来，仍然具有重要而现实的意义，并为进一步实现从最亮的恒星直到最暗的河外天体建立起单一的、较理想的惯性参考系打下良好的基础。

2. 空间天体测量

当射电天体测量迅速成长时，在我们面前又展示了另一个极有发展前途的天体测量领域——空间天体测量。

早在 60 年代末期，法国斯特拉斯堡天文台台长 P. Lacroix 提出了一份详细的报告，建议发射专门的卫星从事天体测量工作。这个建议经国际上反复酝酿，它的科学价值和独创性逐渐被许多科学家所承认，并得到了欧洲空间局的支持。这个任务被命名为依巴谷（Hipparcos），已经成立了专门的顾问和技术小组进行研究。有关它的第一批研究成果可参见 1978 年欧洲空间局（ESA）发表的“空间天体测量，A 阶段研究报告”^[3]。

空间天体测量计划之所以引起极大的兴趣，是因为人们认识到以地球为基地的观测由于大气折射的影响，其定位精度在 20 年内不可能提高 3 倍以上。而空间天体测量采用适当的方案却可以提供意义深远的改进。和地面观测比较，空间天体测量有如下的优点：

(1) 无大气折射。不存在大气折射改正，无大气抖动和闪烁影响，因而星象质量良好，观测精度只受光学衍射和光子统计涨落的影响。

(2) 无大气吸收。可观测更暗的恒星。

(3) 没有重力，因而无仪器弯曲影响。

Lacoste 教授提出的、并被逐渐完善的空间天体测量方案的基本原理可表叙如下：用较差方法以尽可能高的精度测量一对相距约 70° 的恒星之间的角距离。为此利用了由两个反射镜面结合而成的复合角镜。由于复合角镜的作用，可以把天球上相距 70° 的两个视场叠加在同一望远镜的焦平面上。在焦平面上安放记录栅，星光通过记录栅到达析象管，变换为电讯号，经计算机处理，可以得到一对恒星顺序经过视场中央时刻之差，从而完成两者间角距离的测量。

复合角镜是由三块反射镜面，即中央镜面和两块平行的

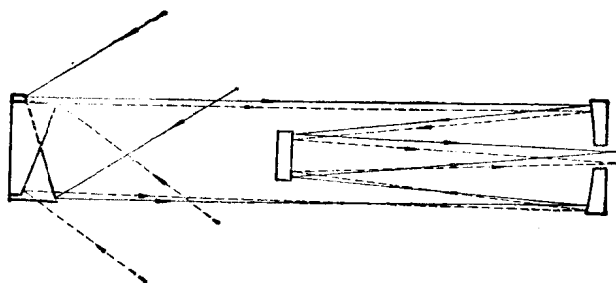


图 5.4 依巴谷卫星的主光路系统

侧镜组成的对称装置。中央镜面的光轴和两块侧面镜的公共光轴之间的夹角构成一基准角，用来确保 70° 角距离的恒定性。基准角的绝对值大小并不重要，因为它可以从观测数据解得，最主要的要求是它在 20 分钟内保持为一常数，它的变化应不大于 $0''.001$ 。

依巴谷卫星的光学系统如图 5.4 所示。采用的是 Baker-Schmidt 型望远镜。口径 $\approx 250\text{mm}$ ，等值焦距 $\approx 2500\text{mm}$ 。复合角镜面兼做改正板，以便达到大视场、小畸变、无色差的要求。

望远镜的位置利用已知精确位置的亮星（星位精度要求 $0''.1$ ，由现有的地面天体测量提供）来控制，要求精度为 $1''$ 左右。在图 5.5 中， z 轴垂直于包含两视场光轴的平面。一方面，卫星以每天 $R(\approx 10)$ 周的速率绕 z 轴旋转，这样天球上相距 70° 的两颗成对的恒星有可能依次扫过视场。恒星通过记录栅的速度约为 $150''/\text{秒}$ 。每次星过观测时间为 $20''$ 。另一方面， z 轴又以每年 K 周的速率绕卫星-太阳方向缓慢旋转，有规律地扫描整个天空。当依巴谷卫星完成全天观测时，需要解算的参数将有 140 万个，角度的观测总数，即条件方程

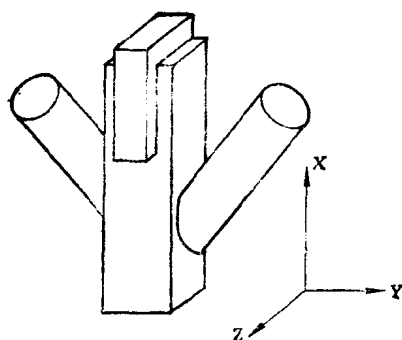


图 5.5

的总数多达 2000—3000 万个。即使使用较先进的计算技术，整个数据的处理或许也需要二年的时间。

由这样的一颗空间天体测量卫星得到的成就将是重大的。据估计，依巴谷卫星工作三年之后，将可以获得暗至 11^m，多达 10 万颗恒星的高精度的位置、自行和视差数据。它们的精度分别为：

位置：0^{''}.002 ($\pm 0^{''}.04$),

自行：0^{''}.002/年 ($\pm 0^{''}.002$ /年),

视差：0^{''}.002 ($\pm 0^{''}.013$).

括弧中的数据是目前地面测量最好的水平。但是应该指出的是，关于自行的数值是地面 50 年观测的结果，而前者是 2.5 年的结果。如果第一颗天体测量卫星上天十年之后，再发射第二颗天体测量卫星，自行的精度将提高 5 倍。同经典的天体测量方法相比，无疑这将是天体测量工作的一次重大的飞跃。

然而需要指出，由上述天体测量卫星得到的星位系统是相对的。要将此卫星得到的成果转化为“绝对的”，在理论上和实际上获得广泛的应用，还需要利用射电天体测量的成果以及需要地面天体测量和地面天体物理观测的大量协作和配合。可以预料，在这项工作完成之后，对天文学的研究将起着重大的推动作用。

另一个可能对天体测量作出重大贡献的是美国宇航局 (NASA) 计划的为天文观测发射的大型空间望远镜 (直径约 2.4 米)。它的特点是具有非常高的空间分辨率，极限星等可达 20^m，以及使用年限长 (15—20 年)。虽然此大型空间望远镜所得到的位置系统的精度和地面经典方法比较不是非常高的，但是它有可能实现 FK4 系统和射电源的绝对系统之间的连接。视差和自行的测定精度将提高十倍，同时可以对亮

于 11—12 等的恒星和星系测量它们的角直径。对于 100 个分光双星分别测定它们的质量。

上述两个空间天体测量计划虽然是各自独立的，但也是互为补充的。关于欧洲空间天体测量卫星(依巴谷)计划，预计 1986 年发射，卫星在空间将工作三年，然后需要近两年的时间，进行大量的数据处理，1991 年前后提供结果。至于美国宇航局的大型空间望远镜有可能在 1985 年前后发射，其后利用航天飞机，每两年检修和更换卫星上的仪器一次。

3. 光学基本天体测量的进展

光学基本天体测量在长期停滞之后，六十年代以后有了较明显的进步，特别表现在观测仪器或技术的改进方面。众所周知，子午仪器是一种精密而复杂的光学仪器。为了获得精确的基本天体测量数据，不仅要求它有良好的内在的光学机械性能，而且更重要的是要求人们对这些性能经常进行仔细而全面的定性和定量的研究，包括它们随外界环境和时间的变化；对于观测纲要和仪器的操作也要作周密的考虑和严格的训练。上述这一切要化费天体测量学家大量的精力和时间。例如，关于子午环的度盘分划的误差的测定，过去采用目视读数和繁重的计算方法需要 10 个人一年以上的时间才能够完成。莫斯科天文台新子午环 АПМ-4 (经典型) 是 1956 年安装的，至 1966 年尚未开始赤纬的常规观测。华盛顿海军天文台 7 英寸子午环从 1947 年工厂开始制造，至开始试验性的赤纬观测也化了十年的时间。

为了改进子午仪器的工作效能和提高观测精度，最初不少天文台采用了照相方法。后来，光电方法和电子计算机的应用得到了推广，并取得显著的优势。如今使用光电扫描器与联机计算机工作仅需一人一星期就可以完成度盘分划误差

的详尽研究，这对于提高赤纬测定的精度起了良好的作用。七十年代初期出现的半自动化子午环（如 Bergedof-Perth 光电子午环）只要两个人就能胜任整夜的观测。

在记录恒星经过方面也取得了决定性的进展。目视的动丝测微器无论在观测精度、极限星等以及工作效率等方面都无法和新型的光电或照相测微器相竞争。关于这些测微器的性能的有关数据见表 5.3。

表 5.3 子午环测微器的性能^[4]

测微器类型	平均误差		极限星等	自动准直	白天目标
	$\Delta \alpha \cos \delta$	$\Delta \delta$			
目视 (AGK3R 工作的子午环)	0"24	0"35	10	是	可以
佩思, 多缝测微器(澳)	0"18	0"27	10.5	是	—
推荐的多缝测微器	0"15		11.5	是	可以
Brorfelde 照相测微器(丹)	0"22	0"22	11	否	不可以
波尔多, 跟踪测微器(法)	0"10	0"20		否	不可以
Klock 跟踪测微器(美)			10.5	是	(可以)
最佳光电测微器	0"13		15.2	是	可以

表 5.3 中的数据是在一般天气情况下, 对口径为 20cm 的子午仪器, 观测时间取为 40° 得到的或预期的结果。关于赤纬测定误差, 新型测微器的精度主要受度盘读数误差的影响。所谓最佳光电测微器指的是在整个观测时间内, 能够将星光强度进行线性积累, 从而得到星象平均位置的理想测微器。显然所有光电测微器离光子的最佳利用这一目标还有相当距离。预计今后仍将有所进展。

与上述记录装置的现代化比较, 仪器望远镜系统的改进是不大的。研制新型望远镜系统的主要目的之一是企图消除镜筒弯曲。几个天文台(如格林尼治、普尔科沃、渥太华等)从 50 年代初期就开始研制地平子午环, 只有普尔科沃天文台坚

持下来了。到70年代初,普尔科沃天文台的地平子午环的赤经测定精度已达到很高的水平:单次测定误差为 $\pm 0.011 \text{ sec}$ 。但关于赤纬测定方面,似乎仍未取得决定性的进展。70年代初,Høg提出了玻璃地平子午环的概念,原则上可以消去仪器弯曲,结构似乎也简单,较引人注目。

然而即使是经典的子午环,当广泛采用电子设备,利用联机计算机控制仪器、取得数据时,不仅使天体测量学家从繁琐的子午观测日常工作中解脱出来,而且也减少了观测的偶然误差和系统误差,提高了观测的极限星等。Høg认为,利用传统的子午环可以观测暗至11—12等的恒星,位置精度有可能达到 $\pm 0.05''$ 。因此,目前子午仪器改进的主要动向是研制经典型(或大体上是经典型)的新光电子午环或实现老子午环的现代化。华盛顿海军天文台1967年开始研制的全自动化子午环,东京天文台定购的全自动化光电子午环均属此范畴。预计1985年前后将有5架光电子午环分别在Pulkovo, Bordeaux, Flagstaff, Tokyo, La Palma, Perth, New Zealand等地投入工作,其中某些是全自动化子午环。

当仪器日益完善时,仪器周围的环境、观测室、基座等对观测精度的影响将成为越来越重要的因素。这方面的研究工作已引起人们的普遍重视。不少人相信:为了显著地提高基本星表的精度,必须在高山上进行子午观测。子午仪器的全自动化有利于实现这一目标。

4. 各种方法的配合

为了满足天文学各领域及相邻学科研究工作的需要,适应各应用部门日益增长的高精度的要求,需要努力提高基本参考系和天体位置的测定精度。这就要求不断地改进天体测量仪器。另一方面,要获得正确的天体运动的知识,新、老观测

系统之间必须很好地连接。因而一种积极而又慎重的方针常贯彻于天体测量的发展过程中：在发展新技术、新方法的同时，又维持观测技术的相对稳定性；在一段时间内，继续使用老的观测方法、观测仪器，甚至老的观测者，以便能充分地利用老技术的全部历史资料，避免引进新技术的偶然误差和系统误差。例如，关于地球自转的测定技术，在努力发展新技术（长基线干涉测量、激光测距、人卫多普勒）的同时，近年来仍然有不少天文台在更新、甚至研制新型的照相天顶筒和等高仪器。我们认为，在基本天体测量学方面，也会这样发展。

如我们前面所指出，空间天体测量极有发展前途。恒星位置、三角视差和自行的测定的数量和精度可望大幅度地增加和提高。摆在我们面前的尖锐问题是：地面天体测量，特别是经典天体测量仪器的改进工作是否有必要继续下去？

文献[3]指出：“如果想从卫星得到利益，快速地取得成果，需要空间天体测量与地面天体测量、地面天体物理观测之间大量的协作和配合。”依巴谷卫星提供的恒星间的相对位置，需要利用射电天体测量的成果才能转换为理想的“绝对”系统，而较理想的射电参考系看来还需要一定的时间才能建立起来。天体测量卫星虽然有很高的工作效率，但并不能包括全部要开展的光学天体测量工作，而只能把最需要的任务交给它^[5]。卫星观测纲要一经确定，发射后就不易变动。地面天体测量能随时弥补它的不足。在地面上持续不断地观测太阳系天体，对于天体力学的研究，确定动力参考系的特性有重要意义。地面天体测量还需要在射电天体测量和空间天体测量建立起来的高精度网络基础上，进行内插或加密工作，来解决天体物理方面的各种问题。

天体测量卫星投资大，研制时间长，仪器的精度、可靠性要求极高。在其结果送回地面以前，无法确保它一定成功。

对于一种新的测量技术，我们总是需要时间来考查它是否会带来某些新的系统差。为了揭露这种误差，需要和其他技术的结果比对，以及进行多次重复测量(发射)。

所有上述因素，特别考虑到自行方面的影响有可能使新、老观测资料系统间衔接遇到一些困难。这使我们相信：空间天体测量与地面天体测量之间存在着一个过渡时期。某些天文学家已经注意到：由于对空间天体测量卫星的急切期望，已经影响到了地面天体测量计划的执行，并且这种倾向对科学的发展是危险的，因而呼吁继续加强地面观测。Høg (1975) 对于未来的子午环的成果发展前景作了如下的估计：如果现在的目视子午环全年成果的权重取为 1，那么光电子子午环的全年权重估计为 15，地平子午环全年的权重则为 40，而在非常好的条件下可达 800。假如这种估计能够实现的话，地面天体测量将可以在更长的时间内发挥有意义的作用。

就射电天体测量和光学天体测量两方面而言，它们间的关系类似于天体物理区分为光学天体物理和射电天体物理。应用射电天文技术建立以河外射电源为基础的天体测量系统，对于射电天文学和光学天文学都有重大意义。它不仅为射电天文提供一高精度的参考系，而且把射电方法和光学方法所确定的致密河外天体位置加以比较，可以大大改进光学基本星表的系统误差。不过射电和光学的观测对象实际上是有区别的。光学基本参考系的改进对地球动力学、太阳系天体的运动、银河系的运动学和动力学等研究具有基础的意义。由此可见，射电天体测量和光学天体测量两者是相互补充的。人们可以评论哪一个分支精度更高，而不能说哪一个分支比另一个分支更重要。重要之点是两个分支间的相互促进和配合。

5. 基本参考系工作的进展

关于基本参考系工作,近十年来最重要的事是着手改进 FK4 星表,编制 FK5 星表. 如前所述,由于自行误差的影响,FK4 星表的精度逐渐下降,现在已不能令人满意地作为一级参考系了(其在不同历元上的精度列于表 5.1)

50 年代末期以来,一些高质量的经典仪器,包括子午环、垂直环以及当容等高仪对 FK4 星所做的大量的绝对观测和相对观测表明: FK4 星表在一些天区明显地偏离现代观测,必须对它进行改进. 另一方面,随着应用基本星表的部门的增加和所要求的精度的提高,包括银河系运动学和动力学研究的需要,也使得人们有必要编一部更精确、尽可能包括较多的暗星在内的新的基本星表——FK5 星表.

根据有关报告的介绍,FK5 星表的编制工作包括:

- (1) 基本资料的汇总和所用处理方法的研究;
- (2) 改进赤道面和分点的位置,消去分点的非岁差运动;
- (3) 消除 FK4 星表的位置和自行的地方性和区域性的系统误差;
- (4) 将 FK4 系统扩充到 9^m0 的暗星范围;
- (5) 计算 FK4 恒星的位置和自行的个别改正;
- (6) FK5 补编的汇编.

已经查明,1950 年以来发表的以前未参加 FK4 星表编算的,而又适于改进 FK4 星表内部和外部误差的现代观测星表有 150 个,其中 27 个属于绝对或半绝对星表. 后者主要用于改进 FK4 星表的系统误差(某些质量较好的相对星表也可以用于此目的). 改进后的星表——FK5,将扩充到目视星等 9^m0 ,总星数将达到 4500 颗左右. 新的基本星主要从 FK4S_{upp}, N30, AGK3R, SRS 等星表中挑选. 关于 FK4S_{upp}

星表,自1963年发表以来,全世界许多天文台都积极地对它进行了观测.而N30星表是除FK4星表以外的最好的一个基本星表. AGK3R和SRS是国际合作的照相星表定标计划的成果.虽然按原计划所进行的是相对观测,但实际上有关的资料也可以对FK4星表系统的改正作出重要贡献.从上述星表挑选新的基本星的标准是:(i)有较长的观测历史,可精确地联系于FK4系统;(ii)在天球上和在光谱型方面分布均匀;(iii)无邻近的伴星;(iv)不是双星.对于那些目前尚不能完全满足上述标准(如自行精度较低等)的恒星,若从今后的工作发展来看有所需要(如河外射电源的光学对应体和银河系有明显射电发射的恒星等),将包括到FK5补编星表中去.

根据16届国际天文协会大会(1976)的决议,新的基本星表FK5将于1984年取代FK4. FK5星表将采用新的总岁差常数,并过渡到2000年标准历元.

6. 未来的参考系^[6]

天球参考系可以根据运动学的方法或动力学的方法建立.对于运动学的方法,需要假定某些天体的自行的统计性质为已知;对于河外源的情况,则假定遥远的星系的运动中不存在旋转分量;对于动力学的方法,根据是对于太阳系中的某些天体建立了完善的运动理论.一个理想的天球参考系被理解为惯性系,其定义是相对它所描述的运动微分方程中不包含任何的旋转项.在牛顿力学中,根据此两种方法建立起来的框架是等价的,但在广义相对论中则不一样.动力学的坐标是作为一个局部的参考系.相比之下,由遥远的天体的方向定义的天体系统则可视为更普遍的参考系,但它受到相对论效应,例如测地岁差的影响.即使对此进行了适当的改正,在

概念上仍然存在着差异。同时,要使系统可供实际使用,也要选择一定的参考系框架的形式来实现。因此,“理想天球参考系”术语中的“理想”二字仅仅表示概念上的定义,实际上是无法准确地付诸实现。即使是根据合理的科学原则,仍然可能有部分的不完善或任意性,并与所用的方法有关。因此,在实用上,我们只能采用协议的方法来定义参考系及其框架。

协议的基本参考系 FK4 是由纽康的太阳运动理论给出的黄道,纽康给出的岁差值和黄赤交角值,以及伍拉德的章动理论确定的。但使此系统具体化的框架却是由包含 1535 颗恒星坐标的 FK4 星表确定的。基本参考系 FK4 的建立包括动力学方法和运动学方法两个方面。因此,FK4 参考系是混合型的。

传统的基本参考系选择赤道作为它的基本平面,黄道与赤道的交点——春分点——作为它的起算点。这种选择与经典天体测量学的基本仪器——子午仪——的性质有关。虽然根据参考系的动力学的定义本身,应当利用行星的运动来确定。此时,黄道具有特殊意义。在天体力学的研究中经常采用的正是黄道坐标。但在实用上,能够直接高精度测定的(利用地球自转现象)却是赤道坐标。最后,黄道成为赤经的自然起算点。在人造卫星的运动研究中,地球的扁率引起的摄动是主要的,赤道成了基本平面。在纯理论研究中,黄道和赤道这两个基本平面均不需要。

现在,天文学家一致赞同,未来最佳的天球参考系将根据河外射电源的位置建立。首先选择好适宜作为天球上基准点的河外致密射电源,并改进这些源的位置的精度至几个毫秒量级。这些致密射电源的星表定义为最佳的准惯性系。其他的参考系,例如恒星天文学研究需要的恒星参考系,利用人造卫星来监测地球自转运动时所需要的动力学参考系等等都要

和最佳的准惯性参考系联系起来,作为二级的参考系.在以 VLBI 为基础的参考系真正建立以前,将有一个较长的过渡时期.在此过渡时期内,传统的恒星参考系如 FK5 仍将发挥首要的作用.

7. 结束语

尽管新的技术(如射电干涉测量、空间观测等)有了很大的进展,并展示了极其光明的前景.但在其发展过程中,还存在这样或那样的缺点或局限性.地面的经典技术毕竟是当代天体测量工作的基础.估计至少在本世纪内仍然有它不可取代的方面.并且由于技术的进步,还有可能得到新的发展.恒星星表扩充到更暗、更多的恒星是当务之急.适当地发展高精度、高效率、暗极限星等的地面天体测量仪器仍然是必要的.在某种意义上说,甚至是急迫的.

如第一、二章所述,近十余年来,等高观测仪器已经有了较大的改进.在第六章,将专门论述利用等高仪作星表工作的问题.我们可以看到关于等高观测方法确定恒星位置的原理已有新的发展.在新的思想指导下,如能卓有成效地研制成功大型全自动化等高仪,那将为基本天体测量学作出较有特色的贡献.

参 考 文 献

- [1] G. Teleki, Publication of Department of Astronomy, University of Beograd, No. 7, 1978.
- [2] М. С. Зверев, *Усп. астроном. наук*, Т. 5, 1950.
- [3] ESA, Space Astrometry (Hipparcos), report on phase A study, 1978.
- [4] E. Høg, In "New problems of Astrometry", *Proc. IAU Symp.*, No. 61, 1974.
- [5] E. Høg, Global Astrometry in the Eighties, Contribution at Joint Meeting of Commission 8 & 24, IAU, Montreal, 1979.
- [6] Reference Coordinate Systems for Earth Dynamics IAU Coll., No. 56 1980.

第六章 用等高观测方法建立基本位置系统的原理和方法

从世界时和纬度工作中,人们注意到,即使对观测结果改正了所有已知的由于仪器或外界环境产生的系统误差之后,为了使星组之间、各恒星之间的结果一致,仍然需要加个别改正和组改正. 另一方面,我们也了解到,恒星位置的误差引起的恒星的“残差”的平均结果不等于零. 我们的任务是建立一个理论,设法从残差结果的分析中独立地求得星位的改正.

6.1 关于等高观测方法确定恒星坐标的原理

1. 基本公式

在第三章中,我们已经给出等高观测的误差方程(3.23). 为了讨论方便,我们将此方程写成下面的形式:

$$dz_G + x_G \sin A_{Gi} + y_G \cos A_{Gi} + \delta h_{Gi} = V_{Gi}. \quad (6.1)$$

其中, dz , x , y 是表征等高圈的两个未知参数,其含义见 3.2 节; δh 为误差方程常数项,根据星过等高圈时刻和工作星表的平位置(α_0 , δ_0)计算得到,见(3.22)式; $G = 1, 2, \dots, 12$, 为星组编号; $i = 1, 2, \dots, n$ 为恒星组内编号, n 为一组星总数. 为书写简单起见,在不引起误会时,我们都将附标 i 省去.

这样,由大量的观测可以得到组内每颗恒星的残差平均值. 这一平均值,即使消去了已知的所有观测误差,一般说来,还是不等于零的:

$$\bar{V}_G = M_G \approx 0.$$

这和工作星表的星位误差有关。我们将它作为新的未知数引入。令： α 、 δ 为恒星的理想坐标；

$$\left. \begin{aligned} \Delta\alpha &= \alpha - \alpha_0 \\ \Delta\delta &= \delta - \delta_0. \end{aligned} \right\} \quad (6.2)$$

由(3.21)式可得

$$\begin{aligned} \Delta(\delta h) &= -\Delta(\delta z) \\ &= -15 \sin A \cos \varphi \Delta\alpha + \cos q \Delta\delta. \end{aligned}$$

于是可以写出包括未知数 $\Delta\alpha$ 、 $\Delta\delta$ 在内的误差方程为

$$\begin{aligned} dz + x \sin A + y \cos A - 15 \sin A \cos \varphi \Delta\alpha \\ + \cos q \Delta\delta + \delta h = V. \end{aligned} \quad (6.3)$$

δh 的意义同前，但 dz 、 x 、 y 的值，显然与方程组(6.1)的解不同。当消去了观测中的所有系统误差时，对大量的观测应有

$$[V_i] = 0.$$

观测一颗星两次过等高圈，可以给出形式(6.3)的两个方程。假定一组星全部由两次过等高圈的星组成，那么未知数仍然比方程数多 3。粗粗看来，似不可解出。但是如果我们能将全天均匀分布的 12 个固定星组（一般称作基本组），通过未知数 dz 、 x 、 y 的连锁观测，归算到同一星组（如平均组）系统，那么我们就可以得到全天恒星对平均组系统所决定的平滑圆的偏离值。令： dz_G 、 x_G 、 y_G 为第 G 组系统所决定的未知量的数值； Δz_G 、 Δx_G 、 Δy_G 为第 G 组系统观测归化至平均组系统 dz^* 、 x^* 、 y^* 的改正值，由连锁修匀得到；即

$$\left. \begin{aligned} dz^* &= dz_G + \Delta z_G \\ x^* &= x_G + \Delta x_G \\ y^* &= y_G + \Delta y_G \end{aligned} \right\}.$$

此外，

$$dM_G = \Delta z_G + \Delta x_G \sin A + \Delta y_G \cos A \quad (6.4)$$

为 M_G 归算到平均组系统的改正值。 \mathcal{K} 为该恒星相对平均组系统的残差的平均值,即

$$\mathcal{K} = M_G + dM_G. \quad (6.5)$$

则可以得到

$$dz^* + x^* \sin A + y^* \cos A + \delta h = \mathcal{K}. \quad (6.6)$$

再令 $\zeta = dz - dz^*$, $\eta = x - x^*$ 和 $\xi = y - y^*$ 分别为平均组系统 dz^* , x^* , y^* 相对于理想组系统的改正值。取(6.3)、(6.6)两式之差,忽略观测的偶然误差,我们可以得到星表工作的基础方程:

$$\begin{aligned} \zeta + \xi \sin A + \eta \cos A - 15 \sin A \cos \varphi \Delta \alpha + \cos q \Delta \delta \\ + \mathcal{K} = 0 \end{aligned} \quad (6.7)$$

注意,(6.7)式是对全天区有效的。

将上式用于两次过等高圈的恒星,一次在东,一次在西;分别用 \mathcal{K}_E , \mathcal{K}_W 表示其归算到平均组系统的平均值。代入(6.7)式,有

$$\left. \begin{aligned} 15 |\sin A| \cos \varphi \Delta \alpha - \cos q \Delta \delta \\ = \mathcal{K}_E + \xi |\sin A| + \eta \cos A + \zeta \\ - 15 |\sin A| \cos \varphi \Delta \alpha - \cos q \Delta \delta \\ = \mathcal{K}_W - \xi |\sin A| + \eta \cos A + \zeta \end{aligned} \right\}. \quad (6.8)$$

取(6.8)式中的两式之差,当 $|\sin A| \neq 0$ 时,有

$$\Delta \alpha = \frac{\mathcal{K}_E - \mathcal{K}_W}{30 |\sin A| \cos \varphi} + \frac{1}{15} \xi \sec \varphi \quad (6.9)$$

而由(6.8)式中的两式之和,可得

$$\Delta \delta \cos q = -\frac{\mathcal{K}_E + \mathcal{K}_W}{2} - \eta \cos A - \zeta. \quad (6.10)$$

由(3.8)式,可得

$$-\cos A = \sec z \sec \varphi \cos \delta \cos q - \tan \varphi \tan z.$$

将上式代入(6.10)式,并令

$$D = \eta \sec z \sec \varphi, \quad (6.11)$$

$$K = \eta \tan \varphi \tan z + \zeta, \quad (6.12)$$

可得

$$\Delta \delta \cos q = -\frac{\mathcal{K}_E + \mathcal{K}_W}{2} + D \cos q \cos \delta - K. \quad (6.13)$$

对于通常不包含天极在内的等高圈，卯酉圈以北的某一赤纬的恒星存在大距现象。此时， $\cos q = 0$ ，如代入公式(6.13)，则有

$$K = -\frac{1}{2}(\mathcal{K}_E + \mathcal{K}_W)_{q=90^\circ}. \quad (6.14)$$

这是一个很有意义的量。人们常用这来研究观测中的某些系统误差。量 K 可由 $|\cos q| \leq 0.2$ 的恒星的观测得到。于是，对于 $|\cos q| \neq 0$ 的恒星，

$$\Delta \delta = -\frac{\mathcal{K}_E + \mathcal{K}_W + 2K}{2 \cos q} + D \cos \delta. \quad (6.15)$$

量 ξ, η, ζ 的数值依赖于观测地点、工作星表系统和所选的 12 组恒星。一旦观测纲要确定以后， ξ, η, ζ 便是一组特定常数。至少几年之内如此。由于工作星表中的自行误差的影响，以后将有所改变。若 ξ, η, ζ （一般来说，只有其中的两个可以看作是独立参数。）为已知，则我们可以根据(6.9)、(6.15)两式独立地建立全天球的赤经、赤纬位置系统。实际上，我们以后会看到，这只有补充某些特定的观测后才能做到。

2. 特殊情况的应用

(1) 关于工作星表的 $\Delta \alpha_s$ 和 $\Delta \delta_s$ 系统误差的确定。

在第五章中我们曾看到，对于经典的子午观测方法，为了确定工作星表的 $\Delta \alpha_s, \Delta \delta_s$ 型的系统误差，需要作出很大的努力来解决诸如方位角的绝对测定和镜筒弯曲的绝对测定问

题. 在等高观测中, 只要全天星组所有恒星的残差的平均值已知, 即使没有得到组改正值, 仍然可以发现工作星表的 $\Delta\alpha_s, \Delta\delta_s$ 型的系统误差.

选取较狭的方位区间, 使得区间内的 $\sin A, \cos q$ 等的数值随赤纬的变化率近似地可视为一常量, 且包含足够的 (如 $n \geq 10$) 星数. 令 \bar{M}_n 为此区间内所有星组恒星的残差的平均值, \bar{A}_n 为这些恒星的平均方位角, 根据 (\bar{A}_n, \bar{M}_n) 作“方位-残差”图, 并用适当方式加以平滑. 从该图平滑曲线读出区间中央的方位 A_n 以及相对称的方位 $180^\circ - A_n$ 的残差的平滑值 M_{nE} 和 M_{nW} , 并代入方程(6.8), 则有

$$\begin{aligned} & \Delta\alpha_n |\sin A_n| - \Delta\delta_n \cos q_n \\ &= M_{nE} + \xi |\sin A_n| + \eta \cos A_n + \zeta, \\ & -\Delta\alpha_n |\sin A_n| - \Delta\delta_n \cos q_n \\ &= M_{nW} - \xi |\sin A_n| + \eta \cos A_n + \zeta. \end{aligned}$$

上两式是该赤纬带内全天恒星的平均结果, 恒星个别位置误差的影响可以忽略, 所以给出的结果 $\Delta\alpha_n, \Delta\delta_n$ 就是“等高仪观测-工作星表”的系统差 $\Delta\alpha_s, \Delta\delta_s$. 如同上面一样, 我们可以得到

$$\begin{aligned} \Delta\alpha_s &= \frac{M_{nE} - M_{nW}}{30 |\sin A_n| \cos \varphi} + \frac{1}{15} \xi \sec \varphi, \\ \Delta\delta_s &= -\frac{M_{nE} + M_{nW} + 2K}{2 \cos q_n} + D \cos \delta_n. \end{aligned}$$

不少的等高仪, 或者由于观测时间所限, 来不及得到精确的组改正值; 或者其主要任务是测定世界时和纬度, 而全天两次过等高圈的星很少, 不足以分区来研究工作星表的 $\Delta\alpha_s, \Delta\delta_s$ 的系统误差. 上述方法可使我们能够更广泛地利用等高观测资料, 为改进基本星表的 $\Delta\alpha_s, \Delta\delta_s$ 型系统误差作出贡献.

根据 \bar{M}_n 的弥散度还可以估算 $\Delta\alpha_s, \Delta\delta_s$ 的精度.

图 6.1 是上海天文台的 II 型光电等高仪由第一年观测得到的“方位-残差”图. 同时, 在表 6.1 中, 给出了相应的“上海台 II 型光电等高仪-FK4”的系统差 $\Delta\alpha_s, \Delta\delta_s$ 的数值^[1]:

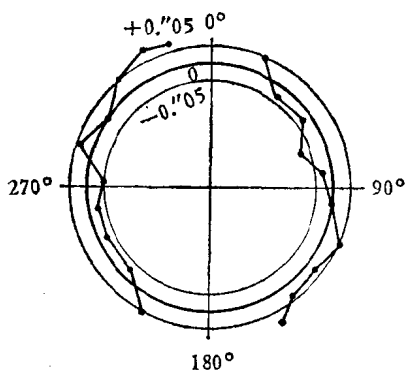


图 6.1 II 型仪器确定的 FK₄ 的 $\Delta\alpha_s, \Delta\delta_s$ 误差

表 6.1 上海台 II 型仪器确定的 FK₄ 的 $\Delta\alpha_s, \Delta\delta_s$ 系统差

中央赤纬	3°8	7°0	12°7	18°7	25°5	32°8	40°4	47°4	53°9	58°1
$\Delta\alpha(\text{ms})$	3.2	2.9	2.9	2.4	0.9	-1.4	-3.3	-5.1	-3.2	2.3
$\Delta\delta(0.''01)$	-7.6	-2.1	-0.3	2.2	2.7			1.7	3.5	6.0

(2) 仅一次过等高圈测定赤经或赤纬的情况

对于大距附近恒星, 仅仅由东边(或西边)的一次过等高圈的观测就可以确定它的赤经值. 由方程(6.7), 可得

$$\Delta\alpha = \frac{K + \eta \cos A + \zeta}{15 \sin A \cos \varphi} + \frac{\xi}{15} \sec \varphi - \frac{\Delta\delta}{15} \operatorname{ctg} q \sec \delta.$$

代入条件 $\cos q = 0$, 并注意条件(6.12)、(6.14)式, 则有

$$\Delta\alpha = \frac{K + K}{15 \sin A \cos \varphi} + \frac{\xi}{15} \sec \varphi, \quad (6.16)$$

其系统误差和其他的两次过高圈恒星相同,即零点待定。由于现代用的工作星表的赤纬误差一般不大,所以允许在大距邻近使用公式(6.16),而不会因为赤纬误差对求得的赤经值带来明显的影响。例如,若 $|\Delta\delta| > 0''.3$, 可以允许 $|\operatorname{ctg} q| \leq 0.1$ 。这时,对赤经的影响不大于 $0''.002 \sec \delta$ 。所以,此特例情况有一定的实用价值。

同理,对于子午圈邻近,当 $|\sin A|$ 很小时,也可以仅从东边或西边的一次过等高圈观测决定其赤纬值。但由于在子午圈邻近, $|\sin A|$ 值的变化迅速,实用上受到的限制较大。讨论从略。

3. 观测的系统误差

等高观测仪器有一个很好的特点,它的光学-机械系统(包括水银地平),在观测时对于不同方位的恒星均有同样的相对位置状态。因而来自仪器各部件的误差,例如光学系统的彗差(如果有的话),将同等地影响各方位恒星。因而只改变仪器天顶距一常数,不会影响时间和纬度结果,即不会改变公式(6.9)和(6.15)中的第二项。我们在第四章曾指出,当组内的东、西星随时间均匀分布时,可以抵消或大为削弱仪器天顶距线性变化对时间结果的影响。同样,南、北星的交替观测也可以使纬度结果几乎不受上述变化的影响。此结论对于从基本组观测得到工作星表的 $\Delta\alpha_0$, $\Delta\delta_0$ 结果,也是适用的。利用这种观测方式,有可能从一夜相继的多组的时纬结果中,结合对外界环境和仪器参数变化的相关分析,检测出其系统误差,从而改正每颗恒星的位置。

与星速或运动方向有关的误差对于近代星过记录技术均可避免。目前国内采用的光电记录方法带有 RC 电路滤波的延迟环节,当使用不当时会产生较小的星等差。真空镜筒密

封窗、水平放置的光学平板有可能引进微量的色差。公式(6.14)中的量 K 应以尽可能高的精度予以确定, 否则将带来随 $\sec q$ 而变化的系统差。除了需要观测更多的、 $|\cos q| \leq 0.2$ 的恒星两次过等高圈外, 用于确定量 K 的诸恒星其 $\cos q$

值应满足: $\left| \sum_{i=1}^n \cos q_i \right| < 0.1n$ 。注意: 公式(6.9)和(6.15)的

右端第一项, $\Delta\alpha$ 涉及的是量 K_E 和 K_W 之差, $\Delta\delta$ 公式涉及的是量 $(K_E + K_E)$ 和 $(K_E + K_W)_{q=90^\circ}$ 之差。因而由仪器或外界环境产生的常数误差对这些差值均无影响。即使对于 $\Delta\delta$ 的星等差、光谱型差(如果有的话)也可以根据量 K 与这些参数的依赖关系的研究而改正。最后得到消去了这些系统误差的赤经和赤纬星表。

一夜观测中, 仪器和外界环境的系统变化的实际情况会更复杂些, 但只要是较平缓的变化, 总可以表示为常数、线性项和高次项之和。设计得很好的等高仪, 如国产 II 型光电等高仪, 仪器天顶距的稳定性主要由反射角镜的夹角变化决定。其次是依赖于密封窗因温差而发生的形变。由于两者都是由膨胀系数很小的材料构成, 所以在一般情况下, dz 的变化都是很小的。据文献[1], 这种仪器在相继两组过程中变化仅 $\pm 0''.05$ 左右。 dz 组间差的周年闭合差, 其绝对值不大于 $0''.2$, 较当容等高仪有明显的改善。剩下的问题是观测室内外的反常折射。观测室内的反常折射往往是不规则的, 时而和外界环境对仪器的影响混杂在一起。我们应当而且也有可能予以避免。巴黎天文台根据现有的当容等高仪观测资料的分析, 认为会引入反常折射误差的可能性是没有根据的[2]。然而在当前精度日益提高的情况下, 仪器内的反常折射(主要来源于地面大气层)的研究应当成为星表工作的主要课题之一。对于等高观测, 大气等密度层的倾斜主要是改变等高圈极点

的位置,而不是半径;即不影响 $\Delta\alpha_s$ 数值. 当等高仪能同时工作在几个不同的天顶距时,从观测的时纬结果中或许能够得到反常折射的信息.

连锁方法能否有效地决定组改正,以便将 12 组系统归化到平均组系统是一个有争论的问题. 实际上,连锁方法成功与否,首先取决于仪器的质量和它赖以成立的条件是否满足. 外界环境的影响,除大气反常折射外,不同仪器的感受可以有很大的不同. 当容等高仪的 dz 的周年闭合差总是达到 $1''-2''$,成为星表工作中的主要矛盾之一. 这个问题在国产 II 型光电等高仪上就不突出了. 等高仪用来作为全天连锁媒介的参数,除了 dz 外,还有表征给定时刻铅垂线在恒星背景中投影位置的两个参数 (x, y) . 垂线位置仅仅由于地球物理原因而变化,其数值一般是很小的. 因而在相继两组时间内,构成连锁环节的这三个参数都有足够的稳定性. 这是一般子午仪较难满足的. 第二取决于闭合差的分配是否符合实际. 一夜中长时间(三至五组,甚至更多)的观测,可以为我们提供待测量 dz, x, y 随时间变化的信息. 观测到的待测量的变化包括二部分:一部分是真变化,一部分是外界环境和仪器因素的影响. 待测量的变化的性质或规律,由于多年来的天文、地球物理研究,我们已有所掌握. 误差方面的信息可以和和一些自然现象的参数的变化联系起来. 通过对两者的分析、逐次逼近,来寻找引起闭合差现象的原因和规律,并按此规律分配. 最后剩余的闭合差中不大的部分,才像经典的连锁方法那样看作为偶然误差,均匀地加到各组间改正上去. 由连锁方法进行组间修匀,因闭合差分配不当而引起的误差主要反映在决定系统误差 $\Delta\alpha_s, \Delta\delta_s$ 上. 而系统差 $\Delta\alpha_s, \Delta\delta_s$ 的测定主要取决于两小时内等高圈天顶距的稳定性.

4. 关于等高星表的性质

在第五章内,我们曾经说明,什么叫做绝对观测和相对观测. 关于前者,各个天文学家的理解并不完全一致. 实际上,绝对观测一词系习惯用语,更准确地应称为独立观测,意思是最后归算中必须消去工作星表(或基本星表)位置的系统误差以及仪器误差的影响. 从形式上来说,前者的要求比较严格,而后者在实际上只能相对地满足. 因此,如果有经过适当处理的观测结果所得到的初始星表,其包含的剩余仪器误差和地方因素的影响,与工作星表(或基本星表)的系统误差比较是同级的(或等精度的),并且两者彼此独立,这就有可能为改进工作星表(或基本星表)系统提供有价值的资料. 由等高观测方法所确定的恒星位置是绝对的,还是相对的呢? 国内外均有不同的看法. 大多数学者(包括著名的子午天体测量学家)都认为,等高观测方法能够为改进基本星表系统提供十分宝贵的资料^[1],但都认为是准绝对(或几乎独立的)观测. 实际上,绝对观测和相对观测的概念并非固定不变的. 无论子午方法的绝对观测或相对观测都是在发展、演变着. 观测方法的有效性和仪器的质量密切相关. 目前,等高观测方法对基本天文的贡献还只能认为是初步的,还有待于进一步探索和完善. 在推导公式(6.9)、(6.15)时,除了假定观测的系统误差已被消除外,还附加了如下的前提: 在一组星观测过程中,仪器参数为一常量(或可以考虑到它们的变化),全天的12个星组系统可以归化到同一星组系统. 类似的条件对于子午绝对观测也是不能避免的. 等高观测方法的一个有利的条件是它的仪器(如现代的光电等高仪和全瞳孔等高仪)参数单一而稳定. 我们在上面已经讨论了等高观测中可能出现的仪器误差以及应用连锁方法可能出现的问题. 为了确定或削弱这些系

统误差,并不要求参考现存的基本星表位置系统。(6.9)和(6.15)式是根据观测独立解得的。在我们看来,由此两式决定的相对理想坐标的改正值 $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$ 是符合绝对观测的定义的。

各天文台发表的初始星表一般是按下式计算的:

$$\Delta\alpha = \frac{\mathcal{K}_E - \mathcal{K}_W}{30 |\sin A| \cos \varphi} \quad (6.17)$$

$$\Delta\delta = -\frac{\mathcal{K}_E + \mathcal{K}_W + 2K}{2 \cos q}, \quad (6.18)$$

即暂时略去了(6.9)和(6.15)两式中的第二项。

量 $\Delta A = \frac{1}{15} \xi \sec \varphi$ 是一待定常数,它使得(6.17)式所决定的赤经系统存在一常数误差。如同子午方法一样,这一常数也必须通过太阳系的天体的观测才可能决定(参阅第七章)。同样,(6.15)中的 D 也是待定常数,确定的方法,我们将在6.4节中专门予以讨论。这里只是顺便指出,对于天赤道, $\cos \delta = 1$, 因此测定等高仪赤纬星表系统误差 $D \cos \delta$, 也可以归结为测定赤道面改正的问题;如同子午方法一样,也可从太阳系的天体的观测来确定。

结论: 由公式(6.17), (6.18)得到的初始等高仪星表在 $\Delta\alpha_s$, $\Delta\alpha_g$, $\Delta\delta_s$ 以及星等和色差方面是绝对的,而赤经系统的零点和函数形式为已知的赤纬系统误差则待定。

6.2 精度估算,关于含天极等高圈的讨论

1. 观测偶然误差和测定的区界

测定量 ΔA 和 D 是一专门性课题,我们暂且搁置一旁。现在根据(6.17), (6.18)式来估计 $\Delta\alpha$, $\Delta\delta$ 的测定精度和可测定的区界。为了使不同赤纬区的赤经测定的精度可以比

较,利用(3.5)式,我们将 $\Delta\alpha$ 的表达式稍加变换.由(6.17)式得

$$\Delta\alpha = \frac{\mathcal{K}_E - \mathcal{K}_W}{30 |\sin q| \cos \delta}. \quad (6.19)$$

因而,

$$\varepsilon_{\Delta\alpha} \cos \delta = \frac{\sqrt{\sigma_{\mathcal{K}_E}^2 + \sigma_{\mathcal{K}_W}^2}}{30 |\sin q|},$$

其中

$$\begin{aligned} \sigma_{\mathcal{K}}^2 &= \sigma_M^2 + \sigma_{dM}^2 \\ &= \sigma_M^2 + \sin^2 A \sigma_x^2 + \cos^2 A \sigma_y^2 + \sigma_{dz}^2. \end{aligned} \quad (6.20)$$

σ_M 为由残差弥散度得到的平均值的均方差, $\sigma_M \simeq \sigma/\sqrt{N}$; σ_{dM} 为组改正值的均方差.

对于较好的当容等高仪, $\sigma_{dM} \approx \pm 0''.02 \sim 0''.04$. σ_{dM} 比较大的原因大多是 σ_{dz} 明显地较 σ_x, σ_y 大而引起的. 对于新型光电等高仪, dz 的连锁精度有明显的提高, $\sigma_x \approx \sigma_y \approx \sigma_z$. 上海天文台的 II 型光电等高仪仅第一年的连锁观测结果即将 σ_{dM} 减至 $\pm 0''.02$.

为简便起见,假定东、西两边过等高圈的观测次数相等,总和为 N , 即 $2N_E \simeq 2N_W \simeq N$; 并忽略 σ_{dM} 的影响,于是有

$$\varepsilon_{\Delta\alpha} \cos \delta = \frac{\sqrt{2}}{30} \frac{\sigma_{\mathcal{K}}}{|\sin q|} \simeq \frac{1}{15} \frac{\sigma}{|\sin q|} \cdot \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (6.21)$$

同理,赤纬测定的偶然误差,可按下式估计:

$$\varepsilon_\delta = \frac{\sigma_{\mathcal{K}}}{\sqrt{2} |\cos q|} \approx \frac{\sigma}{\sqrt{N} |\cos q|}. \quad (6.22)$$

近代星表工作重要特点之一是向暗星扩充. 由于星数众多,分配给每颗星的观测次数不可能很多. 另外,当观测次数增加到一定数目后,系统误差将逐渐占重要份量,继续增加观测次数的意义相对地减小. 基于这两方面的考虑,暂且限制观测总数 $N \leq 20$, 取 $\sigma = \pm 0''.15$. 参照 AGK3R 精度,不

妨以 $\Delta\alpha\cos\delta$, $\Delta\delta$ 的精度分别达到 5ms , $0''.1$ 为标准, 先求出 $|\sin q|$, $|\cos q|$ 需要满足的条件, 然后再得到相应的赤纬区间. 由 (6.21) 式可知, 当 $|\varepsilon_{\Delta\alpha}\cos\delta| \leq 5\text{ms}$ 时, 应有 $|\sin q| \geq 0.45$ (或 $|\cos q| \leq 0.89$). 同样, 由 (6.22) 式, 可求出赤纬区界应满足的条件: $|\cos q| \geq 0.34$.

为了利用列线图直观地给出赤经和赤纬的测定区界, 我们在 (3.2) 式中, 置 $\cos q$ 为某一给定的常数, 即可得到相应的赤经和赤纬测定的等精度曲线. 作为一个例子, 在图 6.2 中, 我们对 $z = 45^\circ$, 给出了 $\cos q = \pm 0.90$, $\cos q = \pm 0.35$ 共四条等精度曲线. 对于每一等高圈, 赤纬测定区有二个: 由曲线 $z.90$ 和 $z.35$ 包括的南区和由曲线 $z.90'$ 和 $z.35'$ 包括的北区. 中央可视为盲区. 赤经的测定区包括在曲线 $z.90$ 和 $z.90'$ 之间. 它们之外的矩形边即等高圈的南界和北界, 其方程为

$$\varphi = \delta \pm z.$$

此值可以在 (3.2) 式中, 置 $\cos q = \pm 1$ 求得.

如果要求比较精确地得到对于给定的纬度 φ_0 和仪器天顶距 z_0 , 由 $\cos q = J_0$ 所决定的赤纬、赤经的测定区, 可利用下列一组公式计算:

$$\left. \begin{aligned} G_1 &= J_0 \tan z_0 \\ G_2 &= 1 - \sin^2 \varphi_0 \sec^2 z_0 \\ G_3 &= \sin \varphi \sec z \sqrt{G_1^2 + G_2^2} \\ \tan \delta &= (G_3 \pm G_1)/G_2 \end{aligned} \right\}. \quad (6.23)$$

如第三章所指出的, 上述公式也适用于南半球. 在图 6.2 中, 坐标轴标度用 $-\varphi$ 代 φ , 用 $-\delta$ 代 δ , 即对南半球有效.

在实际工作中, 为了使整个赤经或赤纬测定区中精度较均匀, 可按 $|\sin q|$ 或 $|\cos q|$ 值分挡, 分配不同的观测次数.

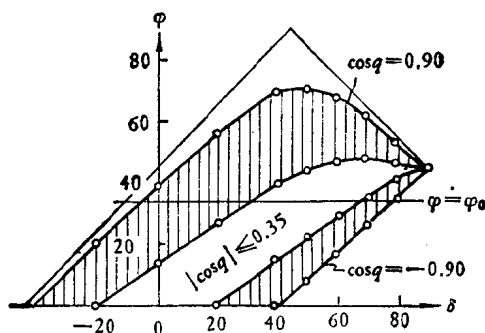


图 6.2 $z = 45^\circ$ 等高圈的赤纬可测定区界

例如，在赤纬测定中，对于 $|\cos q| = 0.35-0.49$ 区间，取 $n = 20$ ；对于 $|\cos q| \geq 0.50$ ， n 取为 10。

2. 关于含天极等高圈的讨论^[4]

在图 6.2 中，作直线 $\varphi = \varphi_0$ ，一般与赤纬测定的等精度曲线相交成两个区域，即北赤纬区和南赤纬区。当 φ_0 自零向 90° 增加时，可明显地看到，盲区逐渐北移，天顶以北赤纬测定区越来越窄。为了弥补单台站的等高仪在赤纬测定中的盲区，人们曾设想组成不同纬度的等高仪链。新型等高仪问世以后，已有可能利用改变仪器天顶距的办法来压缩盲区。然而将这些办法付之实行时，对于高赤纬带区仍然存在一定的困难。当 φ_0 继续增到大于 $90^\circ - z$ 时，一件有意义的事发生了：直线 $\varphi = \varphi_0$ 跳出了盲区，与赤纬测定区只相交于南赤纬区。这意味着 $\cos q$ 具有单一的符号，恒大于零。

我们将公式(3.2)改写成

$$\cos q = \left(\frac{\sin \varphi}{\cos z} - \sin \delta \right) \operatorname{ctg} z \sec \delta.$$

可见，当

$$z > 90 - \varphi, \frac{\sin \varphi}{\cos z} > 1$$

时,即天极被包含在等高圈内时,总有 $\cos q > 0$. 自然,这只有当 $\delta < 180^\circ - \varphi - z$ 时才有意义,如图 6.2 所示.

此含天极的等高圈有着一个可以利用的性质,即其 $\cos q$ 值存在一极小值. 在上式中,求 $\cos q$ 对赤纬的导数,于是有

$$\frac{d}{d\delta} \cos q = \left(\frac{\sin \varphi}{\cos z} \sin \delta - 1 \right) \sec^2 \delta \operatorname{ctg} z.$$

由普通的数学教程可以知道,函数 $f(x)$ 存在极小值的充分条件是 $f'(x) = 0$ (或不存在), $f''(x) > 0$. 显然,实际上 z 值不可能取 90° , 所以由 $(\cos q)' = 0$ 的条件得到的关系式是

$$\sin \delta = \frac{\cos z}{\sin \varphi}. \quad (6.24)$$

利用 (6.24) 式,可以证明 $\cos q$ 的二阶导数大于零. 据此可求得 $\cos q$ 取极小值 $\cos q_*$ 的表达式为

$$\cos q_* = \sqrt{1 - \left(\frac{\cos \varphi}{\sin z} \right)^2}. \quad (6.25)$$

它对应的恒星赤纬由下式确定:

$$\delta_* = \sin^{-1} \left(\frac{\cos z}{\sin \varphi} \right).$$

对于给定的纬度 φ_0 , 为使 $\cos q_*$ 值等于或大于某数值, 则可用 (6.25) 式来决定仪器天顶距应取何值. 例如, 设 $\varphi = 60^\circ$, 为使 $\cos q_* = 0.40$, 可以求得 $z = 33^\circ$. 此含天极的等高圈中各赤纬相应的 $\cos q$ 值见表 6.2.

对于纬度为 $45^\circ - 50^\circ$ 的测站, 若令 $\cos q_* = 0.35$, 可以得到 $z \geq (90 - \varphi)^\circ + (\approx 4^\circ)$. 可见, 为了摆脱盲区, 令等高圈包含天极, 使一部分很靠近天极的恒星无法观测而付

表 6.2 $\varphi = 60^\circ, z = 33^\circ$ 等高圈的 $\cos q$ 值

δ	86°	75°	65°	45°	35°	28°
$\cos q$	0.77	0.40	0.46	0.71	0.86	0.98
$\sin q$	0.64	0.92	0.89	0.71	0.51	0.19

出的代价是很小的。对于这部分很靠近天极的恒星的位置，除了可以利用子午方法外，还可以利用照相天体测量方法予以测定。

关于系统误差的探讨。含天极等高圈的赤纬测定中未知的系统误差是否也可以归化为通常等高圈所得到的形式： $\delta = \delta + D \cos \delta$ 呢？这是个需要讨论的问题。假定我们有两部赤纬星表。一部是含天极等高圈的初始赤纬星表，用 $\Delta \delta'$ 表示其略去(6.13)式右端最后两项的恒星的赤纬值；一部是不含天极的通常等高圈的初始赤纬星表，用 $\Delta \delta$ 表示赤纬值【参阅公式(6.18)】。现在来比较这两部星表中公共的恒星。注意，(6.13)式对含天极等高圈是有效的。因为在推导此公式过程中，我们还不曾涉及该等高圈是否包含天极在内，或存在大距现象的条件。于是，对于含天极等高圈(为区别起见，有关的各量标以符号“'”)有

$$\Delta \delta' = \Delta \delta' + D' \cos \delta - \frac{K'}{\cos q'}, \quad (6.26)$$

其中 D' 、 K' 待定。对于通常等高圈有

$$\Delta \delta = \Delta \delta + D \cos \delta, \quad (6.27)$$

其中 D 待定。由(6.27)式减去(6.26)式，并用于南星和北星，得

$$(\Delta \delta - \Delta \delta')_S + (D - D') \cos \delta_S + \frac{K'}{\cos q'_S} = 0,$$

$$(\Delta \delta - \Delta \delta')_N + (D - D') \cos \delta_N + \frac{K'}{\cos q'_N} = 0.$$

为简单起见,这里只作等权处理,由上述两式可解得:

$$(D - D')(\cos \delta_s \cos q'_s - \cos \delta_N \cos q'_N) \\ = (\Delta \delta - \Delta \delta')_N \cos q'_N - (\Delta \delta - \Delta \delta')_s \cos q'_s, \quad (6.28)$$

$$K'(\cos \delta_s \cos q'_s - \cos q'_N \cos \delta_N) \\ = [(\Delta \delta - \Delta \delta')_s \cos \delta_N - (\Delta \delta \\ - \Delta \delta'_N) \cos \delta_s] \cos q'_s \cos q'_N. \quad (6.29)$$

下面来估算一下量 $(D - D')$ 和 K' 的确定精度. 设被比较的两初始等高赤纬星表的星位误差均为 m_δ . 被比较的南星和北星的星数分别为 n_s 和 n_N . 由(6.28), (6.29)式,得

$$\varepsilon_{D'} = \pm \frac{m_\delta}{\cos \delta_s \cos q'_s - \cos \delta_N \cos q'_N} \\ \times \sqrt{\frac{2 \cos^2 q'_s}{n_s} + \frac{2 \cos^2 q'_N}{n_N}}, \\ \varepsilon_{K'} = \pm \frac{m_\delta \cos q'_s \cos q'_N}{\cos \delta_s \cos q'_s - \cos \delta_N \cos q'_N} \\ \times \sqrt{\frac{2 \cos^2 \delta_N}{n_s} + \frac{2 \cos^2 \delta_s}{n_N}}.$$

对于 $\varphi = 50^\circ$, $z = 45^\circ$ 的含天极等高圈,其各赤纬带的 $\cos q'$ 值可由下式

$$\cos q' = 1.0834 \sec \delta - \tan \delta$$

计算. 取南星和北星的赤纬分别为 $\delta_s = 12^\circ$, $\delta_N = 66.5^\circ$; 又令 $n_s \approx n_N = 25$. 这样,被比较的通常等高圈的数据可由 $\varphi = 40^\circ$, $z = 30^\circ$ 的等高圈提供. 代入上两式可得:

$$\varepsilon_{D-D'} = \pm 0.40 m_\delta, \quad \varepsilon_{K'} = \pm 0.16 m_\delta.$$

当 $m_\delta = 0''.04$ 时, $\varepsilon_{D-D'}$ 将不超过 $0''.02$, $\varepsilon_{K'}$ 不超过 $0''.01$. 增加比较的星数或提高它们的位置精度,量 K' , $D - D'$ 的误差可进一步减小. 可见,含天极等高圈的结果完全能够可靠地归算到通常等高圈上来.

在上述比较中, 含天极等高圈和通常等高圈的两部赤纬星表假定是在不同地点完成的. 对于同一地点, 实现两者联系的资料一般来说会更多些. 例如, 除两星表中的赤纬值外, 或者两者的纬度结果可以比较, 或者系同一仪器完成, 其天顶距的绝对改正有可能比较, 我们应当尽可能地利用这些资料.

在 6.1 节中已经指出, 对于通常等高圈, 可以利用量 K 来客观地确定星等、光谱型等系统误差. 对于含天极等高圈, 如何检测这些系统误差呢? 首先是利用含天极等高圈的 $\cos q$ 值在其极小值附近变化十分缓和的特点. 例如, 对于 $\varphi = 50^\circ$, $z = 45^\circ$ 的等高圈, 赤纬 55° 至 75° 的 $\cos q$ 值变化不过 5%. 在这个赤纬带内, 同一恒星东、西过等高圈的残差之和, 用 κ 表示, 由 (6.13) 式得

$$\kappa' = \frac{\mathcal{K}_E + \mathcal{K}_W}{2} = -\cos q \Delta\delta + (D \cos \delta - K),$$

其数值受工作星表的 $\Delta\delta_s$, $\Delta\delta_a$ 和仪器的系统误差影响. 但在上述赤纬带内, $\Delta\delta_s$ 对 κ' 的影响是一常数. 因此, 只要有足够的观测星数, 就可以把因赤经而异的 $\Delta\delta_a$ 系统误差和因星等、光谱型而异的系统差分离开来. 例如, 首先可以根据平均星等及中间光谱型范围内 (或在赤经方面分布较均匀的某些星等及光谱型) 的恒星, 确定量 κ' 数值随赤经的变化. 改正星表 $\Delta\delta_a$ 型误差对量 κ' 的影响. 然后, 对改进后的量 κ' 进行统计分析, 定出星等、光谱型差的初值. 有了这些初值, 就可以利用更多的资料定出工作星表的 $\Delta\alpha_a$ 型误差. 接着进行第二次逼近, 确定更精确的星等、光谱型差等等. 其次是可以利用通常等高圈的结果, 通过两者共同恒星位置的比较定出含天极等高圈的星等、光谱型差.

对应于 $\cos q$ 取值极小的恒星的时角由下式给出:

$$\sin t_* = \sin z \sec \varphi \sin q_*.$$

由(6.25)式可得 $|t_*| = 6^h$. 这意味着, 对于所有赤纬大于 δ_* (当 $\varphi = 50^\circ$ 、 $z = 45^\circ$ 时, $\delta_* \simeq 67^\circ$) 的恒星, 赤经差即使达到 12^h 以上, 仍然有可能包括在一组星内. 这对于平滑基本星表的 $\Delta\alpha_*$, $\Delta\delta_*$ 型系统误差特别有意义. 并有利于分离出仪器和环境影响的系统误差.

6.3 初始等高星表的综合

一般地说, 初始星表的偶然误差和系统误差可能比较大, 存在一定的局限性. 为了进一步消去初始星表中的这些误差, 提高星表的质量, 我们应当利用各星表间的比较, 更详细地分析这些初始星表的误差, 并在此基础上形成一部较这些初始星表更完善的星表. 处理这个问题的经典方法是选取其中包括赤纬范围广、星数多、精度又较高的一部星表作为主星表, 相对它确定各初始星表的系统误差. 利用这些系统差数值将各星表的结果归算到主星表系统上, 首先改进主星表的偶然误差, 然后改进系统误差, 从而得到系统更均匀、个别位置精度更高的综合星表.

为便于了解编制综合星表的全过程, 我们将主要介绍经典方法, 最后指出有关发展处理方法的新趋势.

在以下的讨论中, 凡是与主星表有关的各量附以下标 f , 其他星表的各量附下标 l .

1. 赤经星表的综合

(1) 首先要讨论的是各初始星表的零点的统一. 一般来说, 大多数的现代星表, 包括绝对星表的零点常常借用于某一基本星表的零点(春分点). 因此, 关于零点的处理有如下两种情况.

如果待综合的初始星表的零点已统一于某一基本星表, 则零点的归化工作可以不再进行。如果并未进行此项工作, 但该初始星表包含有足够的 FK4 赤道星 ($|\delta| \leq 30^\circ$), 则可根据这些基本星的观测, 求出此星表相对 FK4 春分点的零点改正。第三种情况是, 初始星表虽已延伸到赤道区, 但包含的 FK4 赤道星不多。在此情况下, 可通过与其他(如主星表 f) 已归算到 FK4 春分点的星表的比较, 求得归算到 FK4 春分点的数据。设此两星表共同的赤道星的赤经真值为 α , 这里仅考虑到零点差的影响; 因为 $\alpha = \alpha_f + \Delta A_f = \alpha_i + \Delta A_i$, 故有

$$\Delta A_f - \Delta A_i = \alpha_i - \alpha_f = \Delta \alpha_i - \Delta \alpha_f. \quad (6.30)$$

对于每一共同星 i , 我们有形式 (6.30) 的一个方程。若 $\Delta \alpha_f, \Delta \alpha_i$ 的权重分别为 P_f, P_i , 则共同星 i 的赤经差权重为

$$P = \frac{P_f \cdot P_i}{P_f + P_i}. \quad (6.31)$$

对所有公共的赤道星 (假设总数为 N) 的赤经差加权平均, 引入符号 ΔA_{fi} , 我们有

$$\Delta A_{fi} = \Delta A_f - \Delta A_i = - \frac{\sum_1^N P_i (\Delta \alpha_f - \Delta \alpha_i)_i}{\sum_1^N P_i}. \quad (6.32)$$

最后, 对初始星表不包括赤道区的情况, 则可在下一步求 $\Delta \alpha_s$ 时一并考虑。但在此情况下, 很难和该区域的 $\Delta \alpha_s$ 系统误差分离开来。

由于工作星表的 $\Delta \alpha_s$ 型系统差一般较大, 再考虑到现有的等高仪大都是承担时纬工作, 初始星表的星数往往不多, 然而却很容易从“残差-方位”图得到工作星表的 $\Delta \alpha_s$ 数值。因此, 在处理星表的零点问题之后, 我们将首先讨论星表间 $\Delta \alpha_s$

型系统差,然后再考查 $\Delta\alpha_*$ 型系统差.

(2) $\Delta\alpha_s$ 型系统差. 当初始星表和主星表之间共同星数足够多,而且赤经分布较均匀时,可按赤纬每 10° 左右为一带区,求出每赤纬带内公共恒星的赤经差的平均值:

$$\overline{\Delta\alpha \cos \delta} = \frac{1}{N(\delta_0)} \sum_{\delta_0-5^\circ}^{\delta_0+5^\circ} \sum_{\alpha=0^h}^{24} \Delta\alpha \cos \delta, \quad (6.33)$$

其中 $N(\delta_0)$ 为此赤纬带内的总星数. 然后以此平均值为纵坐标,相应的赤纬为横坐标,描绘出系统差 $(\Delta\alpha \cos \delta)_{II}$ 随赤纬变化的匀滑曲线. 根据此曲线,我们可以得到初始星表与主星表间任何共同的赤纬带内的 $(\Delta\alpha_s)_{II}$ 的数值.

(3) $\Delta\alpha_*$ 型系统差. 首先扣除零点差和 $\Delta\alpha_s$ 型系统差,然后对一定的宽度(例如,取为 30°)赤纬区间,每隔 2^h 左右的赤经间隔分区,作每一区域内的 $\Delta\alpha'_{II} = \Delta\alpha_{II} - \Delta A_{II} - (\Delta\alpha_s)_{II}$ 的平均值. 以这些平均值为纵坐标,赤经为横坐标作图,描绘出其匀滑曲线,便可得到该赤纬区内各赤经的 $\Delta\alpha_*$ 数值.

等高仪星表的 $\Delta\alpha_*$ 型系统误差主要来自时间结果的连锁误差的影响,后者很可能是由于观测室内外环境和仪器性能的周日变化引起. 同时,经验表明,工作星表(迄今为止所有工作星表都是建立在子午观测的基础上)也可能具有类似的周期性质的误差. 因此,我们也可尝试利用下述公式:

$$\Delta\alpha_* = a \sin \alpha + b \cos \alpha + c \sin 2\alpha + d \cos 2\alpha;$$

或者,当赤经的零点没有归化同一时,利用公式

$$\Delta\alpha_* = \Delta A + a \sin \alpha + b \cos \alpha + c \sin 2\alpha + d \cos 2\alpha$$

来表达两等高仪星表间或等高仪星表与工作星表之间的 $\Delta\alpha_*$ 型系统差.

当各初始星表之间的共同星数甚少,无法选取任一初始

星表作为主星表时，可以注意到几乎每一台等高仪都是以 FK4 星表作为它们的工作星表。初始星表工作的主要目的是用来改进基本星表，因此我们可以把 FK4 作为主星表，相对 FK4 确定初始星表的系统差。任何两初始星表之间的系统差可由下式得到：

$$(\Delta\alpha)_{kl} = (\Delta\alpha)_{k-FK4} - (\Delta\alpha)_{l-FK4}.$$

以上求得的 ΔA , $\Delta\alpha_\delta$, $\Delta\alpha_\alpha$ 系统差数值很可能和归算先后顺序和区域的划分有关，特别是在星数不足和分布不均匀时更为如此。为了尽可能避免这一点，我们可以作第二次逼近。例如，扣除 $\Delta\alpha_\delta$ 的第一近似值后，求 ΔA ；扣除 ΔA , $\Delta\alpha_\alpha$ 的第一近似值，求 $\Delta\alpha_\delta$ 等等。

在有了初始等高仪星表 l 相对主星表 f 的系统差

$$\Delta\alpha_{il} = \Delta A_{il} + (\Delta\alpha_\delta)_{il} + (\Delta\alpha_\alpha)_{il} \quad (6.34)$$

之后，我们可以得到 l 星表中每颗恒星相对于主星表系统的坐标。

$$\Delta\alpha'_l = \Delta\alpha_l + \Delta\alpha_{il}. \quad (6.35)$$

同理，可将其他初始星表的各个恒星的位置也归化到此主星表系统。这样，同一颗恒星可以得到几个坐标值，它们之间差别主要是由于各个星表间的偶然误差引起的。对这些数值进行加权平均，我们便在主星表系统内得到了这颗恒星的改正后的坐标值，用 $\overline{\Delta\alpha}_l$ 表示。至此，我们只是在偶然误差方面改进了主星表。

上述过程常称之为星表的内部平滑。在改进主星表系统之前，将初始星表相对主星表进行仔细的研究和比较是完全必要的。这使我们不仅了解各初始星表在偶然误差方面的精度，也大致掌握了它们在系统误差方面的情况。对于那些在偶然误差或系统误差方面有显著差异的恒星，包括个别初始星表，可暂不参与改进主星表的系统误差。

主星表系统的改进，一般也是分别按各类系统误差进行的。它的初始数据就是上面得到的各初始星表相对主星表的系统差： ΔA_{jl} ， $(\Delta \alpha_\delta)_{jl}$ ， $(\Delta \alpha_a)_{jl}$ 。需要补充说明的是，并不是每部初始星表都适用于改进各类系统误差。例如，由主要用于测时的纲要得到的初始星表有可能不适宜改进主星表的 $\Delta \alpha_\delta$ ， $\Delta \delta_\delta$ 型系统误差。相反，也有只提供改进 $\Delta \alpha_\delta$ ， $\Delta \delta_\delta$ 数据的初始星表，我们都应该尽可能地利用。有了这些资料以后，如何得到系统更均匀的综合星表呢？关键在于怎样给予各初始星表适当的权重。这方面还没有一致可循的方法。通常，各星表在系统误差方面的权重在很大程度上常常带有商定性质。例如，根据仪器出现此种系统差的可能性、仪器参数或其时纬结果的稳定性、所采用的星位观测方法等来决定。自然也可采用逐步逼近方法。例如，先简单地求出一个等权平均系统，再根据各初始星表与平均系统的偏离估算各星表的权重。最后用此权重，求出新的加权平均系统等等。

若已根据某种标准确定了诸初始星表 l 的权重 P_l ，则主星表的系统误差由下式决定：

$$\left. \begin{aligned} (\Delta \alpha_a)_f &= - \frac{\sum_1^m P_l (\Delta \alpha_a)_{ll}}{\sum_0^m P_l} \\ (\Delta \alpha_\delta)_f &= - \frac{\sum_1^m P_l (\Delta \alpha_\delta)_{ll}}{\sum_0^m P_l} \end{aligned} \right\} \quad (6.36)$$

其中， $l = 0, 1, 2, \dots, m$ ， $m+1$ 是初始星表的总权， P_0 是主星表的权重。在经过改进后的新的主星表系统中，恒星的

坐标为

$$\overline{\Delta\alpha'_i} = \overline{\Delta\alpha_i} + (\Delta\alpha_a)_i + (\Delta\alpha_s)_i. \quad (6.37)$$

这样便利用了所有初始星表的资料，得到了新的位置系统。我们把这个系统称之为赤经综合星表。

2. 赤纬星表的综合

关于赤纬星表的综合，不少步骤可参照上一节的方法进行。因此，以下的叙述将尽可能地从简。

(1) 与赤经系统的零点问题相似，首先需要统一各初始星表的赤纬起算平面。对于中、低纬度地区，等高圈的南赤纬界一般可达赤纬 15° 以南。因此采用基本星表（例如 FK4）的赤道面作为公共的起算平面是可能的。这不损害初始星表的独立性。对于子午方法也需类似的过程。将(6.15)式改写为

$$\Delta\delta = -\frac{K_E + K_W + 2K}{2} \sec q + (D - \Delta K) \cos \delta + \Delta K(\cos \delta - \sec q), \quad (6.38)$$

其中 ΔK 为 K 的改正值。对于等高圈南界， $\cos \delta \approx \sec q \approx 1$ ，考虑到量 ΔK 数值很小，可以忽略上式右端第三项。因此，不难通过赤道区的基本星的观测确定（等权或加权）量 $D - \Delta K$ 。解得 $D - \Delta K$ 后，便可将各初始星表的恒星赤纬值归算到同一赤纬起算平面——基本星表（FK4）的赤道面上：

$$\Delta\delta'_i = \Delta\delta_i + (D - \Delta K)_i \cos \delta, \quad (6.39)$$

然后再分析是否还存在其他形式的 $\Delta\delta_s$ 型系统误差等等。

(2) $\Delta\delta_s$ 型的系统差。对于初始星表归算到同一赤道面后的赤纬值 $\Delta\delta'_i$ ，参照确定 $\Delta\alpha_s$ 型系统差的处理方法，可以求得 $(\Delta\delta'_i)_{II}$ 随赤纬变化的平滑曲线。由此曲线（或相应的解析表达式）可以得到任一赤纬的系统差 $(\Delta\delta'_s)_{II}$ 。

(3) $\Delta\delta_a$ 型的系统差. 如同求 $\Delta\alpha_a$ 型的系统差一样, 从 $\Delta\delta'_i$ 数值中扣除 $(\Delta\delta'_s)_{II}$ 数值, 然后对一定赤纬间隔按赤经间隔每 2^h 分区, 求每区域的平均值. 最后得到量 $\Delta\delta'_i - (\Delta\delta'_s)_{II}$ 随赤经变化的平滑曲线.

此外, 也可以尝试利用三角函数来表达 $\Delta\delta_a$ 型系统差. 但此时多限于周年项, 如

$$(\Delta\delta_a)_{II} = a' \sin \alpha + b' \cos \alpha,$$

最后利用这些求得的初始星表相对主星表的系统差, 可以将所有初始星表的恒星的赤纬值都归化到主星表系统上:

$$\Delta\delta''_i = \Delta\delta'_i + (\Delta\delta'_s)_{II} + (\Delta\delta_a)_{II}. \quad (6.40)$$

然后, 先在偶然误差方面改进主星表, 接着在系统误差方面改进主星表, 如同对赤经做的那样. 这里不再一一叙述, 最后便得到系统更均匀的新的赤纬综合星表.

上述经典方法的优点是简单、直观. 在有经验的天文工作者参与下, 能较正确地反映星表间的系统差, 但还存在较严重的缺点. 近十余年来, 为了更好地研究星表的系统误差, 已经探讨了一些新的处理方法. 首先是将经典的数字-图解方法改造成适应现代计算机技术的数字方法. 其次, 进一步的做法是, 同时考虑到依赖于三个参数: 星位 (α, δ) 和星等 m 的情况, 利用某些特殊函数的展开式来表达两星表间恒星坐标差数中的系统部分. 新方法的优点是, 能够根据统计方法比较客观地将星表间恒星位置差数中系统部分和偶然部分分离开来, 并估计其精度. 这方面颇有代表性的工作是海德堡天文学家完成的^[9]. 他们已取得较好的结果. 新的方法将应用于 FK5 的编制工作. 随着计算机技术的普及和推广, 我们相信新的方法会得到广泛的应用^[9].

1) 原北京天文台研究生张处武在他的硕士论文中已将该方法推广到适用于任何星位分布的情况. 1982 年被用来处理我国的光电等高仪总星表.

6.4 绝对赤纬系统的建立

如我们在第五章所指出的那样, $\Delta\delta_s$ 型系统误差是子午星表中数值最大、性质复杂的一种误差。几乎所有的子午赤纬星表在近天极区都符合得很好,而在近赤道区则分歧很大,有时竟达 $2''$ 。如何改进赤道区赤纬系统是天体测量学重要课题之一。这方面的传统的方法是利用太阳系的天体的观测来确定赤道平面。这需要长期的艰巨的劳动,而且可能(特别是观测太阳、月亮这样一些特殊的天体时)引进某些系统误差,所以人们也一直在探讨其他的直接由恒星观测(即根据地球自转现象)测定赤道面位置的方法。70年代苏联普尔科沃天文台还派出过观测队到非洲赤道上,试验测量卯酉圈星对的方位差来确定基本星表赤道面的方法,即为一例。

1. Крейнин 等人的工作

等高观测中,赤纬星表存在的 $D\cos\delta$ 型系统误差,固然可以引进太阳系天体的观测来测定。但若能根据等高观测原理,从恒星观测本身来测定那就更有意义。

1968年 E. H. Крейнин 发表了“利用没有精密度盘的仪器绝对测定赤纬”的论文^[6]。他指出利用下述三种方法可以测定等高仪赤纬星表中的系统误差:

(1) 利用天顶仪观测同一颗北星上下中天和两颗分别与它成对的南星,从比较此两星对的纬度结果来得到纬度值的绝对改正 η 的数值;

(2) 比较同一测站的照相天顶筒和等高仪的纬度结果;

(3) 比较同一测站,工作在不同天顶距的两台等高仪的纬度结果。

由此来求得 η 的绝对值。文中强调,他只是理论上讨论

予这种可能性。

巴黎天文台的天文学家很快注意到了 Крейнин 的工作。S. Débarbat 和 B. Guinot 在他们编著的^[1]一书中补充了如下的证明：联合工作在不同测站的两台等高仪，即使它们的等高圈的天顶距不相等，也不可能确定 η 的绝对值。他们还就同一测站两台工作天顶距不同的等高仪平行观测情况进行了估算。假定：测站纬度 $\varphi = 45^\circ$ ， $z_A = 30^\circ$ ， $z_B = 15^\circ$ ，近子午圈恒星的赤纬测定误差为 $\pm 0''.04$ ，得到 η 的测定精度为 $\pm 0''.11$ 。他们感到遗憾的是，至今还没有一台高精度的等高仪是工作在天顶距不同于 30° 的等高圈上。

2. 两个实用的测定方法

(1) Крейнин 所指出的测定 η 值的第(1)个方法，在理论上虽然是正确的，但实际应用中却可能存在如下的两个问题：第一，被比较的两个星对，中天时刻相差 12 小时。两者相应的环境和仪器状况可能颇不相同，因而可能给结果带来额外的误差。第二，所建议的方法不适用于南半球。因为实际上这个方法只有在 $|\varphi| \geq 55^\circ$ 地方使用才较为有利。因此，建议尝试下面的介绍的方法。

设我们已有一部赤纬系统误差 $D \cos \delta$ 待定的等高综合星表，以它作为天顶仪观测的恒星位置的工作星表。令 φ_1 表示该仪器工作天顶距为 z_1 时的纬度观测值，并已计入各项观测误差，则 φ_1 与纬度真值 φ 之差将只由工作星表的赤纬误差决定。我们有

$$\varphi - \varphi_1 = \frac{1}{2} (\Delta \delta_N + \Delta \delta_s).$$

其中，

$$\Delta \delta_N = D \cos \delta_N = D \cos (z_1 + \varphi),$$

$$\Delta\delta_s = D \cos \delta_s = D \cos (\varphi - z_1).$$

代入上式得

$$\varphi - \varphi_1 = D \cos \varphi \cos z_1. \quad (6.41)$$

同样,对该仪器工作在天顶距 z_2 的纬度结果 φ_2 ,有

$$\varphi - \varphi_2 = D \cos \varphi \cos z_2. \quad (6.42)$$

取上两式之差,有

$$D(\cos z_1 - \cos z_2) = (\varphi_2 - \varphi_1) \sec \varphi. \quad (6.43)$$

实用上,该仪器可工作在一系列天顶距上。例如, $(z_1)_i$ 接近 10° , $(z_2)_i$ 接近 45° , 进行观测;再用最小二乘法求解 D 值。为了尽可能减少因外界环境和仪器状况的变化而产生的系统误差,星对中的两颗星中天时刻的间隔不宜很长,并且 $(z_1)_i$ 和 $(z_2)_i$ 的星对应交替进行观测。对于低纬度(如 $|\varphi| < 30^\circ$)的点,当 $z \leq 45^\circ$ 时, $|\delta| > 75^\circ$, 选星条件较有利。此外, $\sec \varphi$ 也接近于 1。设一对星测纬精度为 $\pm 0''.15$, 一年观测 100 个晴夜,每个晴夜观测 2×8 星对,可望一年内使 D 值的测定精度达到 $\pm 0''.02 \sim \pm 0''.03$ 。

(2) 国产 II 型光电等高仪的研制成功,使我们能较现实地讨论上述问题。与前述两文献不同,我们只着眼于讨论如何求得 D 值。设在地方纬度 φ 的地方,放置两台等高仪平行进行观测(或同一台仪器装备两个角镜交替进行观测),其天顶距分别为 z_A 和 z_B 。由 z_A 和 z_B 得到的纬度观测值分别为 φ_A 和 φ_B ,并假定已消去观测误差。归算至同一时刻有

$$\varphi = \varphi_A + \eta_A = \varphi_B + \eta_B,$$

因而

$$\eta_A - \eta_B = \varphi_B - \varphi_A. \quad (6.44)$$

另外,比较这两台等高仪完成的赤纬星表,对公共恒星可建立方程:

$$K_A - K_B = L_\delta, \quad (6.45)$$

其中

$$L_{\delta} = (\delta_B - \delta_A) \sec \delta. \quad (6.46)$$

由(6.44), (6.45), (6.11)式, 可得

$$K_B (\sec z_A \cos z_B - 1) = L_{\delta} - (\varphi_B - \varphi_A) \sec z_A \sec \varphi. \quad (6.47)$$

现在, 我们试以云南天文台 ($\varphi = 25^\circ$) 两台等高仪平行观测情形为例, 一台是新的等高仪, $z_A = 45^\circ$, 一台就是现在工作的 II 型等高仪, $z_B = 30^\circ$, 来估算量 D 的测定精度.

对于 z_B 等高圈的南界近子午圈 (如 $\delta \approx -3.5^\circ$) 的恒星, $\cos q \cos \delta \approx 0.96$, 该星在 z_A 等高圈上相应的值为

$$\cos q \cos \delta \approx 0.66.$$

如以前一样, 设 $\sigma_{m\delta} = \pm 0''.04$, 则由一颗这样的南星确定常数项 L_{δ} 的精度为

$$\sigma_{L_{\delta}} = \pm \sqrt{(0.96)^{-2} + (0.66)^{-2}} \times 0''.04 = \pm 0''.074.$$

假定 z_A, z_B 两等高仪星表有 50 颗这样的共同恒星, 则 (6.47) 式右端第一项可准确到 $\pm 0''.0104$. 至于它的右端第二项, 当单组星测纬误差为 $\pm 0''.05$, 一年观测 300 组时, 那么三年后它的误差可减小到 $\pm 0''.0037$. 因而 K_B 的测定精度可达 $\pm 0''.049$.

同样, 对 $\varphi = 40^\circ, z_A = 45^\circ, z_B = 30^\circ$ 情形, 精度可达 $\pm 0''.047$, 仅随纬度升高而略有减小. 这和 S. Débarbat 讨论 η 值的测定所指出的情况自然有所不同.

II 型光电等高仪的极限星等有可能提高到 8 等. 在此情况下, 可以指望两等高仪星表南界附近的共同星数达到 100. 此外, 我们曾证明^[7], 当所选的近子午圈南星均匀出现在 12 个星组内时, 组间的连锁误差对于 L_{δ} 平均值的影响可以忽略. 这样, 单台站测定量 D 值的误差有可能减小到 $\pm 0''.03$. 这和 1963 年刊布的 FK4 星表的赤道面位置的精度相当.

3. “等高-方位”观测方法^[4]

当等高观测仪器配备了精密的方位度盘,在记录天体过等高圈时刻的同时,还读取天体过等高圈时刻的方位角,则可以较彻底地解决等高观测方法测定赤纬时存在的盲区现象.由公式(3.3)可知,当 φ, z 由基本组观测给定时,根据天体一次过等高圈的方位观测,就可以得到天体的赤纬值.微分(3.3)式,并利用(3.8), (3.9), (3.5)式,可以得到

$$\Delta\delta = \cos t \Delta\varphi - \cos q \Delta z + \sin z \sin q \Delta A. \quad (6.48)$$

令 $\Delta\varphi$ 为基本组的纬度观测值归算至真值的改正; Δz 为基本组的仪器天顶距的观测值归算至真值的改正; ΔA 为恒星过等高圈时刻的方位角的观测值与利用基本组 φ, z 的观测结果、恒星赤纬采用值计算的方位角值之差.

这里假定方位度盘的零点由同一颗恒星两次过等高圈的方位观测确定,因而与该星的赤纬采用值无关,而方位度盘的分划误差已由实验方法独立测定,则方程(6.48)式右端的 $\Delta\delta$ 的意义是恒星的赤纬的采用值归算至真值的改正.

根据(6.11), (6.12)式,并利用(3.1), (3.7)式,最后可以得到

$$\Delta\delta = \sin z \sin q \Delta A - \cos q K + D \cos \delta - D \sin^2 z \sin^2 q \cos \delta. \quad (6.49)$$

(6.49)式中的第一项由方位观测给出.注意,其系数小于1,并含有因子 $\sin z$.第二项由大距星的等高观测确定,其误差可以小于 $\pm 0''.01$.最后两项是待定的系统误差.与通常的等高观测公式(6.15)比较,可知第四项的意义是本赤纬系统归算至基本赤纬系统的改正.它和第三项有相同的待定系数.所以系统的换算和量 D 的测定可以归结为同一问题.但第四项的数值小,受 D 值的测定误差影响小.

偶然误差取决于(6.49)式中第一项。方位观测中误差包括：仪器方位跟踪的不均匀性和分划度盘的偶然误差（假定系统误差已改正） dA ，星像偏离视场中央的方位改正的确定误差 δA ，以及由于星过等高圈时刻不精确引起的误差 ∂A （对于“自准直”型等高仪，此项误差可以忽略）。根据(6.49)式可知它们对赤纬测定的影响是

$$d(\Delta\delta) = \sin z \sin q (dA + \delta A + \partial A).$$

利用关系式

$$\sin z \frac{\partial A}{\partial z} = -\operatorname{ctg} q,$$

有

$$d(\Delta\delta) = \sin z \sin q dA + \sin z \sin q \delta A - \cos q \partial z.$$

由于只要消除 $z \leq 30^\circ$ 等高圈测定赤纬时存在的盲区现象，就可以解决单台站的等高仪赤纬星表中存在盲区的问题。因此不妨取 $\sin z = 0.5$ ，并假定方位角读数的单次误差为 $0''.5$ ，每颗星观测采样 10 次，因 dA 项产生的赤纬测定误差为

$$m'_{AA} = \sin z |\sin q| \frac{0''.50}{\sqrt{10}} \leq 0''.08.$$

再假定仪器天顶距及星像偏离视场中央的单位观测误差为 $\pm 0''.18$ ，则赤纬测定精度为

$$m_\delta = \pm \sqrt{(0''.08)^2 + (0''.18)^2 (\sin^2 q + \cos^2 q)} = \pm 0''.20.$$

和现代化的子午环结果相比，这已是很好的结果了。这个方法的优点还在于提高了星表工作的效率，使得观测一次星过等高圈也有可能将待测量 $\Delta\alpha \cos \delta$ ， $\Delta\delta$ 予以分离。

关于新的测定赤道面位置的方法。如果仪器天顶距选取较大的数值，如 $z \geq 45^\circ$ ，方位角的实测值又可作为确定量 D 即天赤道面位置的有效数据，那就使等高仪赤纬初始星表

转化为“绝对”星表。

假定卯酉圈附近的一些恒星已在通常的等高仪赤纬星表系统中确定了赤纬改正, 如(6.18)式所示。对于同一颗恒星, 由(6.49)式减去(6.18)式, 可得

$$D = \frac{-\cos q}{\sin^2 z \sin^2 q \cos \delta} K - \frac{\Delta \delta_0}{\sin^2 z \sin^2 q \cos \delta} + \frac{\Delta A}{\sin z \sin q \cos \delta} \quad (6.50)$$

或

$$D = \frac{\operatorname{ctg} q}{\sin^2 z \sin A \cos \varphi} K + \frac{\operatorname{csc} q}{\sin^2 z \sin A \cos \varphi} \Delta \delta_0 - \frac{\Delta A}{\sin z \sin A \cos \varphi}, \quad (6.51)$$

其中, $\Delta \delta_0 = -0.5(\mathcal{K}_E + \mathcal{K}_W + 2K) \sec q$ 。

以云南天文台仪器天顶距 $z = 45^\circ$ 为例, 我们来估计用这种方法测定量 D 可能达到的精度。对于该等高圈, 赤纬自 -5° 至 50° 的恒星, (6.50) 式中量 K , $\Delta \delta_0$, ΔA 的系数的平均值分别等于 0.7, 2.9 和 1.84。这里不难使量 K 的测定误差减小到 $\pm 0''.01$ 以内。因此, (6.50) 式中右端的第一项误差影响可以忽略。若用于测定 D 值的恒星的 $\Delta \delta_0$ 值之精度达到 $\pm 0''.04$, 星数在 100 颗以上, 也可以将第二项影响限制在 $\pm 0''.01$ 左右, 方位观测误差对量 D 测定精度的影响是

$$\varepsilon_D = \pm 2\varepsilon_A.$$

假定单星的方位观测误差为 $\varepsilon_A = \pm 0''.3$ 。在一个晴夜中, 如果有意安排的话, 在 -5° 至 $+50^\circ$ 范围内可供观测的星数不会少于 50 颗。那么一夜内 D 值的测定误差即可减小到 $\pm 0''.1$ 以内。当代的基本星表的赤道面位置都是由太阳系的天体的观测确定的。射电天体测量的赤道面是利用地球自转现象确定的; 虽然在一般情况下, 它所测定的河外源的绝对

赤纬的误差与 $\csc \delta$ 成正比。利用等高——方位观测方法或许也可以得到可供比较的、有意义的结果。

6.5 关于等高仪星表观测工作的实施

1. 等高仪星表工作的进展

1961年,巴黎天文台 Guinot 发表了他们利用 OPL 超人差稜镜等高仪得到的 571 颗恒星位置星表的结果^[8],并在国际天文协会第十一届大会的会议上作了报告。他证明用这种仪器可以得到质量很高的星表。在 571 颗星表中,80% 的恒星, $m_a < 5\text{ms}$; 75% 的恒星 $m_s < 0''.07$ 。他呼吁装备超人差稜镜等高仪的台站也开展基本天体测量的工作。这个建议得到了 W. Fricke, R. Atkinson 和其他的会议参加者的支持。方位天文组作出了如下的决议:

“No.8 小组遗憾地指出,虽然等高观测对于改进基本星表的价值是毫无疑问的,特别是对于南半球,但是国际天文协会第十届大会和第二届辛辛那提天体测量会议通过的建立等高仪链的决议仍未实现。方位天文组重申支持这一决议。”^[9]。

Guinot, Thomas, Брандт 等人的工作都曾得出结论:一台超人差稜镜等高仪的星表观测结果,其精度足可以和 FK4 星表相比,赤经优于 FK4,赤纬和 FK4 一样好。根据所发表的资料^[10,11]来看,超人差稜镜等高仪所确定的 FK4 星表的系统误差 $\Delta\alpha_0$, $\Delta\alpha_s$ 曲线,和子午环的现代结果比较,基本走向是一致的。它不仅说明这种仪器的精度较高,而且也表明等高观测方法所得到的恒星位置是独立的,有效的。然而近十余年来,除了智利天文台等完成的等高仪星表较引人注目外,进展似乎并不突出。其主要原因可能是各台站的目视等高仪首先担负了测时、测纬任务,一夜中坚持长时间(如六小时以上)观测以兼顾星表工作有实际困难。因此,一般仅从

基本组得到 FK4 及 FK4_{supp} 恒星的位置改正。同时,这种仪器的极限星等只有 6 等(实际上,有把握的观测常常要亮于 5^m5),对于基本天文工作者缺少足够的吸引力。虽然全球十几个天文台先后完成了 20 个左右的等高仪星表,然而当巴黎天文台受国际天文协会委托着手编制等高观测总星表时,仍然发现存在较大的困难,甚至对等高仪非常集中的北半球也几乎如此。因为许多等高仪星表所包括的星数很少,常常不足以进行系统的研究。现在他们已经发表了“1958—1975 年等高观测的 FK4 恒星的总星表”^[12],其中包括 1139 颗 FK4 星。星表的内部精度较高。赤经和赤纬的个别位置精度分别达到 $\pm 4\text{ms}$ 和 $\pm 0''.07$ 。从系统来说,个别区域与 FK4 有明显不同,赤纬自 -30° 至 45° 区域,赤经和赤纬分量分别为 10ms 和 $0''.2$ 。

目前,我国各台站的等高仪主要都是用于时纬工作。近十年来,也开展了星表工作,但星表的星数仍嫌太少。国产光电等高仪的问世,促进了我国有关台站的星表工作的开展。但是对于星表工作,在一个晴夜中最好能连续观测 8 小时以上。这对于半自动化仪器,也是“劳累”的。此外,由于当时仪器设计的目的只是为了测定世界时和纬度,工作天顶距不能更换,极限星等不够高。从星表工作的角度来看,受到的限制仍然不少。最理想的情况是专为星表工作设计全自动化的大型等高仪。在此以前,如要大规模地开展等高星表工作,并和子午环媲美,显然还是困难的。

2. 关于星表观测的纲要

在第三章中,我们曾经讨论为了均匀地、精确地测定世界时和纬度,星组中恒星的选择应当满足怎样的条件。这些条件和我们开展星表观测,要求安排有一基本组的设想大体上

是一致的。除了后者对使用年限无甚要求以外。

对于星表观测，基本组主要的作用在于形成全天的均匀网络。任一基本组 l 可用三个参数： $(dz, x, y)_l$ 来表征。如果我们能将全天的 12 个星组的 $(dz, x, y)_l$ 归化到统一的平均组系统 (dz, x, y) 上，则对于任一赤道区（对应于不同季节的观测）的恒星，均可参照同一系统来测定其位置。如果本仪器并不承担诸如研究地球自转、极移的长期变化、测定章动常数等任务，不要求观测纲要长期（如 20 年以上）不变，那么选星时，除了要求组内恒星的方位分布满足一定的条件外，主要应照顾到各象限的恒星在时间上分布尽可能均匀。一组星时间上尽可能紧凑（如一般不超过 100 分钟），以有利于消除外界环境和仪器状态的变化对结果的影响。

既然对基本组选星的要求是严格的，因此我们不能指望它能包括很多的两次过等高圈的恒星。除基本组以外，我们需要很好地安排待测星纲要。

(1) 由于基本组的恒星的选择必须满足一定条件，因此星组内相继两颗星之间会出现四、五分钟以上的时间间隔。此外，每组星之间还有 20—30 分钟的时间间隙。在这些空隙时间内均可插入待测星。

待测星的观测结果的归算可按如下方式进行。和通常基本组的恒星一样，利用当夜未知数的采用值 (dz_0, x_0, y_0) 计算量 δh 。设待测星所参考的（或包括在其内的）基本组编号为 l ，后者在当夜提供的未知量的一组解为 $(dz, x, y)_l$ ，则它相对基本组 l 系统的偏离为

$$V = \delta h_0 + dz_l + x_l \sin A + y_l \cos A.$$

当待测星在两组星之间时，一般可用两组解的平均值。或者利用基本组的结果 $(dz, x, y)_l$ ，根据公式(3.1)计算

$$t_{\text{算}} = \pm \cos^{-1} \left[\frac{\cos z_l - \sin \varphi_l \sin \delta}{\cos \varphi_l \cos \delta} \right] \begin{pmatrix} \text{西星取“+”} \\ \text{东西取“-”} \end{pmatrix},$$

而

$$V = -15 \sin A \cos \varphi (T_{\text{算}} + u_l - \alpha - t_{\text{算}}).$$

在观测 10 次左右,就可根据所参考的基本组的单星误差加权平均,得到权平均值 M_l . 以后再加量 dM [参阅 (6.4) 式], 归算至平均组系统. 若该基本组的组改正 $(\Delta z, \Delta x, \Delta y)_l$ 已知, 并修正了 $(dz, x, y)_l$ 结果, 则可直接得到相对于平均组系统的偏离 K .

(2) 插进个别或部分的待测星方式, 虽可以增加星数, 但毕竟有限. 主要的方式应是组成“星表组”. 例如, 若基本组时间安排在 $(2n)^h - 45^m$ 至 $(2n)^h + 45^m$ 之间, 星表组时间范围就可安排在 $(2n-1)^h$ 和 $(2n+1)^h$ 之间. 每个晴夜, 一方面观测基本组, 作为待测星的参考系统, 并还可以继续改进它们之间连锁. 另一方面, 在基本组(用字母 F 表示)观测前后, 或两基本组之间(中间放弃一基本组)加进星表组(用字母 C 表示). 安排方式为 CFF, FFC 或 FCF. 前两种安排方式的好处是, 不妨碍基本组间的连锁, 缺点是星表组参考基本组系统的定位方式是采用外推法. 最后一种安排方式的优点是, 星表组与基本组系统联系采用内插方式比较可靠, 缺点是会破坏基本组的偶数组与奇数组之间的连锁. 上述优、缺点并非完全不变的, 可以采用适当方式弥补. 例如, 星表组的构成, 除了尽可能包括更多的两次过等高圈的星外, 方位分布大体均匀就可独立解算. 像处理基本组那样, 来确定待测星的组内改正, 并通过 FC 或 CF 的连锁观测确定其组改正值, 即可将它们都归化到基本组系统上. 当采用 FCF 观测方式时, 星表组中恒星方位可以是任意的, 实际上不必成“组”, 不必独立求解未知数 dz, x, y , 而可以像上述对插进

的个别待测星那样进行归算。

有些天文台(如圣地亚哥天文台)基本组的组数取为 11, 即为奇数。采用 FCF 观测方式时, 将不会造成奇数组和偶数组之间连锁的困难。

随着等高观测仪器的改进, 等高仪星表工作无论在实践上和理论上必将有所发展。我们建议在观测程序方面扩充两个概念:

关于基本星的概念。如上所述, 等高仪星表观测中已有一个所谓基本组的概念。对于基本组系统已精确测定其位置的恒星, 称为等高仪星表观测中的基本星。当有了足够数目的基本星后, 观测程序安排可以尽可能灵活, 不必拘泥于 CFF, FFC, FCF 等形式。像子午环相对测定工作一样, 总的原则是一夜观测程序中包括两种星, 一种是基本组, 一种是待测星。基本星在时间上、方位上分布尽可能均匀, 以便更可靠地确定等高圈三个参数 (dz, x, y)。待测星插在基本星中间, 如有可能, 还使两者方位分布大体同步。

关于基本等高圈的概念。对于在一个测站做星表工作, 为了尽可能扩大星区的范围, 一台等高仪最好能工作在几个不同的天顶距上。例如, $z = 30^\circ, 45^\circ$ 等。在等高仪星表工作中, 巴黎天文台曾有用两台超人差稜镜等高仪平行工作, 一合作基本组观测, 一合作星表组观测, 两者天顶距是相同的。我们可以将这种经验推广到工作在不同天顶距的两台等高仪平行观测, 或者一台等高仪交替工作在不同天顶距的情况。其中一个称为基本等高圈, 其他等高圈上的结果通过基本星或大距星的观测归化到此等高圈上来。其他等高圈上星表组的参数可利用基本等高圈上基本组的观测确定: 待测星观测方程中的 x, y 使用基本组观测解得的 x, y 。而天顶距的改正值 dz 由星表组纲要中包括的部分基本星的观测得到:

$$dz = -\frac{1}{n} ([\sin A]x + [\cos A]y - [\delta h]),$$

或者由大距星东、西两次过等高圈的观测结果确定:

$$dz = -y \cos A_0 - \frac{1}{2} (\delta h_E - \delta h_W),$$

其中 A_0 是大距星的方位角.

上述概念的扩充, 可以给星表观测工作带来较大的灵活性, 有利于提高新型等高仪从事星表工作的效能. 例如, 由 $\varphi = 25^\circ$ 和 $\varphi = 40^\circ$ 两测站的 $z = 30^\circ$ 的等高仪观测结果综合而成的赤纬星表, 将在赤纬 35° 至 40° 区间出现一空白区. 为了弥补此空白区, 可令 $\varphi = 40^\circ$ 测站的那台仪器再工作于 $z = 50^\circ$ 的等高圈上. 后者的任务可以仅仅是弥补此空白区的赤纬测定. 该等高圈的参数 (dz, x, y) 利用上述两基本等高圈确定的基本星的观测得到.

经验表明, 同一晴夜的仪器以及外界环境的状态, 一般来说变化较为缓和, 而不同晴夜间差别却可以很大. 为此, 应当尽可能有意识地选择气象条件较为稳定的晴夜进行通宵观测. 大规模的生产方式和小规模作业方式不仅有量的差别, 而且也可能导致质的区别. 在观测纲要中应尽可能包括待测区域内的全部基本星 (FK4 星表的一个子集有可能和它的另一子集在系统方面有明显不同). 同一夜多组的时纬结果, 有利于研究垂线的周日 (视的或真实的) 变化, 分析仪器系统变化和反常折射等因素的影响. 不仅可以保证星表的质量, 并可加快星表的扩充速度.

6.6 关于等高观测方法的发展远景

1978 年 Kovalevsky^[13] 在估计由于现代空间技术和光学干涉技术的进展可能带来的成就时, 考虑到不同技术最能发

挥或保证其精度的测角范围有较大的区别, 将天体测量划分为四种类型。其中, 经典的子午环和等高仪属于半球或全天球的天体测量范畴, 可以观测很大一部分星空, 但没有一种地面测量仪器可以覆盖全地球。最彻底的解决办法看来只有发射像依巴谷这样的天体测量卫星。然而天测卫星投资大, 研制周期长, 在此项技术成熟以前, 解决全地球范围、大区域性的测角问题还得依靠地面的经典仪器。在我们看来, 甚至在依巴谷卫星发射并取得完全成功后, 在一个时期内, 地面上的经典技术仍然可以用来进行一些有意义的工作。

如第五章所指出, 射电天体测量的兴起, 使我们有可能对最亮的恒星直到最暗的河外天体整个光学星等范围内建立单一的较理想的惯性参考系, 以满足天文学及其相邻学科各方面的研究的需要。作为上述任务首先而重要的一步, 是以尽可能高的精度将光学的基本参考系 FK4 (以及未来的 FK5) 和未来的射电参考系联系(统一)起来。为此, 光学和射电天体测量工作者都要作出重大的努力。由于目前光学基本测量仪器的极限星等和射电干涉测量仪器的灵敏度的限制, 可作为光学/射电位置精确联系的天体仍然很少。光学基本星表因其在天球上不同星区可以有较大的系统误差, 特别是在南半球。近年来, Brosche 根据华盛顿海军天文台 6 英寸子午环(这是最好的一台子午仪器)的一组绝对星表查明, 仅仅依靠一、两颗射电星是不足以建立射电位置和 FK4 系统的精确联系^[4]。只有修匀了大区域性的坐标畸变, 或者有足够多的全天分布的光学/射电位置, 才能保证以 $0''.1$ 的精度把射电参考系和光学参考系联系起来。

Tucker 等人在研究英仙座 β 的位置时曾指出, 似有必要对射电星进行系统的、长时间的观测, 以发现无论是光学源还是射电源的偶然性质的运动, 巴黎天文台基本天体测量研究

室为此于1980年4月向各天文台发出呼吁：希望现有的超人差稜镜等高仪都能参加对银河系射电星位置的联测工作。这一建议得到了IAU No. 24小组的射电和光学天体测量证认工作组的赞同。该工作组的主席A. N. Arge认为，对总数达20多个的射电/光学天体的位置的观测，有可能对参考系零点的决定作出重要的贡献。

子午方法测定恒星坐标的原理是简明的，然而实际上仪器却较复杂，其视准线的稳定性是靠精密光学-机械牢固的联接来保证的，即使有良好的基座和辅助设备，也往往难以保证仪器参数的稳定性或检测其变化。其中有些参数的长期稳定性仍然直接影响到子午星表的质量。这方面颇有些令人失望的事例^[15,16]。等高观测方法原理虽然复杂，但仪器系一地平式装置，结构简单，不存在普通子午环的镜筒弯曲影响。等高仪可以不依靠复杂的精密度盘测定赤纬，各类型的度盘误差正是现代子午环测定赤纬的主要误差来源。为了可靠地确定工作星表的 $\Delta\alpha_s$ 系统误差，等高方法要求一组星内等高圈的天顶距，即角镜的夹角是稳定的，而子午方法的基础却是方位标在长时间内(如半个月)的稳定性。

等高方法突出的优点是，在一组内其恒星的赤经的跨度比子午方法大出两倍时角值的范围。当工作天顶距 $z = 45^\circ$ 时，一组星可联系赤经差达7—8个小时、赤纬差达80度以上的恒星。子午方法却只能一小时、一小时地消除区域性误差。为了减少工作星表的 $\Delta\alpha_s$ 型误差的影响，某些著名的天文台常将观测延续到十二小时以上。而在这一时间内，等高仪的观测却可以联系赤经差达20小时的恒星位置。

等高方法的一个缺点，是需要通过两次过等高圈的观测才能分离未知量 $\Delta\alpha$ 和 $\Delta\delta$ 。这对于偶然出现并要求短时间内测定其坐标的天体将是严重的缺点，但星表工作绝大多数

情况下是以一种成批的、长时间作业方式进行的。等高方法另一缺点是对于给定的天顶距，恒星的位置的测定精度随方位而异。特别是赤纬测定，一般来说在天顶附近存在二十余度的盲区。现代的等高仪除了组合不同地点的观测，适当地调整观测次数外，还有可能通过工作在几个不同的天顶距的方法来弥补这一缺陷。然而更有效的方法似乎是 6.4 节所指出的等高-方位观测方法。它既可免除上述缺点，又能直接提供天体的绝对赤纬，包括赤道面在内。利用等高观测方法能在一夜中观测同一天体 2 至 4 次过等高圈的特点，可以在短期内为某些天体赢得更多的位置资料。

为了解决赤纬测定中存在的盲区现象，我们在 6.2 节中引入了包括天极在内的等高圈的概念。这个建议若能实现，从理论上来说，全球只要有三、四个在纬度上适当分布的台站，便能精确测定除很靠近极区以外的全天球的星位。

例如，在 $\varphi = 50^\circ$ 地方置一等高仪，工作天顶距取为 45° ，则 $|\cos q|$ 将不小于 0.417。各赤纬带相应的 $\cos q$ 值见下表：

表 6.3 $\varphi = 50^\circ$ 、 $z = 45^\circ$ 等高圈的 $\cos q$ 值

δ	6°	20	40	54	70	82
$\cos q$	0.98	0.79	0.58	0.47	0.42	0.67
$\sin q$	—	0.62	0.82	0.88	0.91	0.74

其赤纬的测定范围为 $\delta: [6^\circ, 82^\circ]$ 。这一仪器和赤道区附近台站配合，可以覆盖北半球，并为衔接南半球打下基础。例如，对于云南天文台 ($\varphi = 25^\circ$)，当工作天顶距为 45° 时，列有表 6.4。由该表可见，该等高圈的赤纬测定区间为 -19° 至 68° 。

假定此两等高圈的单星观测精度相同， $\sigma = \pm 0''.15$ 。则

表 6.4 $\varphi = 25^\circ$ 、 $z = 45^\circ$ 等高圈的 $\cos q_2$ 值

δ	-19°	-10°	0°	15°	35°	54°
$\cos q$	0.98	0.78	0.60	0.35		-0.36
$\sin q$	—	0.68	0.80	0.94	1.00	0.93

综合此两台站的等高仪星表的结果，其共同恒星的赤纬精度可用下式估算：

$$\delta_\delta = \pm \frac{0''.15}{2n\sqrt{\cos^2 q_1 + \cos^2 q_2}}$$

其中 $n = n_E = n_W$ 为恒星东边或西边过等高圈的观测次数，一般可取为 5。 $|\cos q_1|$ 、 $|\cos q_2|$ 取值较小的区域(图 6.3，用虚线连接部份)增加观测次数为各 10 次(这比都是 5 次的情形将增加工作量 30% 左右)。由上述两地得到的综合赤纬星表，其平均精度约为 $\pm 0''.06$ ，其内部精度远较 AGK3R 星表高。

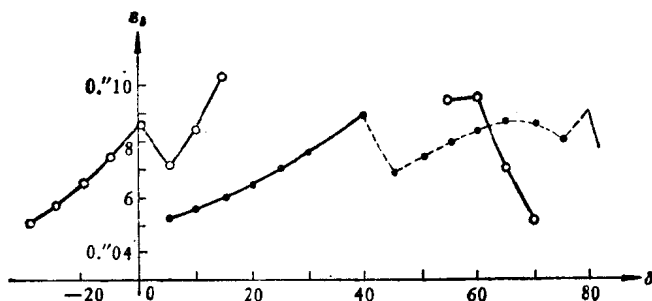


图 6.3 $\varphi = 25^\circ$ 及 50° 测站， $z = 45^\circ$ 等高圈赤纬测定的精度

顺便指出，上述两等高圈的赤经测定范围分别为：赤纬 12° 至 82° ；赤纬 -14° 至 68° 。由于东、西星时角跨度可达 7 小时以上(对于含极等高圈，当 $\delta \geq 67^\circ$ 时，可达 12 小时以上)，北天三颗著名的射电星(英仙座 β 、天琴座 β 和天鹅座

P) 有可能包括在同一星组内过等高圈。

对于南半球,中纬度以上城镇很少,但在 -42° 至 -50° 之间选择半永久性台站仍然是有可能的。它和 $(0^{\circ}-25^{\circ})$ 的台站配合,可以得到 $(+20^{\circ}-80^{\circ})$ 范围的南天等高仪星表。这样,南、北两半球将有近 40° 的共同赤纬区,足以使我们把两个半球的观测结果归化至同一系统,从而构成 -80° 至 $+80^{\circ}$ 的全天球等高仪星表。

等高观测方法测定恒星坐标的原理和仪器与子午方法比较有很大的不同。一般地说,子午方法适合于高纬度地区,而在低纬度地区完成绝对观测存在一定的困难。等高方法正相反,适宜中、低纬度地区,更适合于南半球台站布局的情况。可以预料,两者的系统误差将不一样。以往光学基本参考系都是建立在子午方法的基础上。二者的相互补充和配合,可以加速改进光学基本参考系及统一基本参考系和射电参考系的工作的进程,为天体测量及相邻学科的发展作出贡献。

为了完成上述设想,最重要的是要研制具有现代化水平的大型全自动化等高仪。一般超人差稜镜等高仪作星表工作的主要问题是仪器参数欠稳定。几乎所有这种仪器的等高圈天顶距 dz 的闭合差都在 $1''-2''$ 左右,将其按某种规律分配,多少都受到人为的因素的影响,所以不能认为都是有效的。除了少数精度高的天文台外, dz 的组间差的一次测定误差比时间、纬度的测定误差大 50% 至 100%。国产 II 型光电等高仪在这方面有很大的改进。下表列出 II 型光电等高仪和同一测站的超人差稜镜等高仪的有关数据。其中有 dz 的组间差的一次测定误差 m'_{dz} , 周年闭合差 s_{dz} 。它们可以用来表征仪器天顶距的稳定性。

因此,我们有理由期望,新一代等高仪器的观测能给出和当代最好的子午环一样的稳定的仪器系统。从星表工作的

表 6.5 II 型光电等高仪的仪器参数测定精度和稳定性

仪 器	$m'_{dz}(0''01)$	$s_{dz}(0''01)$	备注
II 型 No. 1	± 6.2	-13	上海天文台
OPL No. 14	± 15.9	166	上海天文台
II 型 No. 2	± 8.0	-11	北京天文台
OPL No. 30	± 17.1	120	北京天文台

特点出发,除了要求仪器参数稳定,观测精度高(如不低于 II 型光电等高仪水平)以外,最重要的要求是极限星等接近现代子午环水平(例如,不低于 11^m)和实现观测的全自动化。极限星等的提高不仅对实现光学基本参考系和射电参考系的联接,解决天体测量和恒星天文的一些基本任务十分必要,而且对研究仪器本身系统误差,综合各等高仪星表也是有利的。数量的变化(星表包含的星数或可供研究仪器系统误差的星数)常常导致质量的变化。仪器的全自动化,使我们有可能充分地利用天文气象良好的晴夜。在一个晴夜(如 10 小时)中,完成大半个天球、18 小时左右赤经范围内的星位联系是完全可能的。这是子午方法办不到的。要达到上述两方面的要求,关键在利用现代计算机技术来实现仪器的自动控制、光子信息处理和观测结果归算。同时,仪器的光机结构,特别是实现固定等高圈天顶距的方法的角镜系统的设计和进一步改革,对于满足研制大口径的需要是十分重要的。这种仪器应能观测大行星、小行星、甚至太阳。若能配备较精确的方位度盘(如 $0''.2$ 级),得以实现等高-方位观测,这对于改善等高观测方法的效能,从恒星观测直接确定天赤道,对于研究仪器系统误差和大气反常折射,都将是很有意义的。

有了现代化的等高仪,要充分发挥其作用,保证观测的质量和数量,还必须认真选择好的观测台址。为了通过连锁观

测方法,可靠地将各星组的观测归化到同一平均星组系统,除了仪器系统应足够稳定外,还取决于晴夜中天气象条件的稳定性. 设法为一台现代化的仪器寻找合适的安装地址,已经成为现代天文事业中的一项重要的工作. 因为这样做可以增加仪器的科学价值、达到事半功倍的效果. 否则将事与愿违,适得其反.

许多研究者发现,采用流体动力学模型来描述地球大气比静力学模型更符合实际. 大气湍流、空气层的倾斜和温度递增以及风效应都具有地方性的特点,会给观测带来偶然的和系统的误差. 当天顶距不大于 45° 时,一般地说,反常折射影响较小. 当 $z > 45^\circ$ 时,随着观测地点不同,差异较大. 仅就大气抖动而言,湍流角可表为

$$\sigma = \sigma_0 \sec^m z,$$

一般 $m \approx 0.5$. 例如,青岛、佘山两地 m 值分别为 0.24, 0.34; 当 $z \leq 55^\circ$, σ 数值比天顶点数值 σ_0 只增加少许. 世界上各著名天文台的子午环,其工作天顶距一般均在 65° 以上,个别的达到 $70^\circ-80^\circ$. 虽然反常折射是一个相当复杂的问题,但只要认真对待,这个问题还是可以认识的. 首先是要对观测站周围的地形、地貌、日照等进行细致的研究,对观测室的结构、仪器离地面的高度、周围环境的布局等进行周密的考虑,以简化大气密度场. 同时对观测站上空的大气层,特别是地面层(有的认为只几百米高,有的认为有几公里高)的气象资料,包括温度、湿度、气压、风向、风速等要进行定时实测和研究. 这样,等高观测方法的特点,含天极等高圈 ($z = 45^\circ-54^\circ$) 的作用定能发挥,从而可得到高质量的光学星表.

参 考 文 献

- [1] 上海天文台一室,天文学报,17,27,1976.

- [2] G. Billaud et al., In "New problems of Astrometry", *Proc. IAU Symp.*, No. 61, 87, 1974.
- [3] W. Fricke, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **10** (1972).
- [4] 李东明, *天文学报*, **22**, 131, 1981.
- [5] R. Bien et al., *Veroff. Astron. Rechen-Institut, Heidelberg*, No. 29, 1978.
- [6] Е. И. Крейнин, *А. Ж.*, **45** (1968), 447.
- [7] 李东明, *北京天文台台刊*, No. 6, 89, 1975.
- [8] B. Guinot et al., *Bull. Astron.*, **23** (1961), 307.
- [9] *Transaction of IAU*, **XIB**, 1961.
- [10] P. F. Scott, *Astron. J.*, **67** (1962), 690.
- [11] Д. Д. Положенцев, *Письма В АЖ*, **3** (1977), 90.
- [12] G. Billaud, *Astron. and Astrophys.*, **63**, 87, (1978).
- [13] J. Kovalevsky, In "Modern Astrometry", *Proc. IAU Colloq.*, No. 48, 1978.
- [14] P. Brosche, *Astron. J.*, **82** (1977), 296.
- [15] Van Hex G, *Astron. J.*, **66** (1961), 87.
- [16] W. Gliese, *Astron. J.*, **70** (1968), 162.

第七章 太阳系天体的观测

经典的棱镜等高仪自从引进了带有渥拉斯顿棱镜的测微器,不但在时纬测定上得到了好成绩,而且很快在星表改进方面取得了引人注目的结果^[1]。正是由于星表工作需要测定赤经的零点,再加上太阳系动力学研究的要求,好几个天文台很早就开始用当容等高仪对太阳系的某些天体进行了试验性的观测。

1961年,巴黎天文台首先用当容等高仪观测了火星。对观测残差的分析表明:观测有一定面积的星象同观测点状星象具有相近的精度^[2]。这显然引起了各方面的关注和兴趣。法国的巴黎天文台和 Besançon 天文台,阿尔及利亚的阿尔及尔天文台,厄瓜多尔的基多天文台以及西班牙的 San Fernando 天文台等都先后对火星、木星、土星、天王星、加利略卫星和第4号小行星,以至月亮和太阳等进行了一系列的观测,并对观测结果做了一些初步的分析。

用等高方法观测太阳系天体虽然仍有相当多而且有时甚至还是很严重的限制,但结果也的确是很鼓舞人的。何况这种方法和子午方法是完全不相关的。如能组织南北半球拥有当容等高仪和光电等高仪的台站进行系统观测,并把等高观测、子午观测和照相天体测量等不同方法所得的结果进行比较组合,不但可以在惯性参考系和动力学坐标系的联系上,还能在天体力学等方面做出积极的贡献。

这里要特别提一下太阳系动力学方面的情况。近二、三十年来,对太阳系动力学的研究,大家似乎已经认为是众所熟

知的,定位观测也不再有什么迫切的需要了. 影响所及,有关太阳系天体的观测在急剧减少. 不少子午环已经停止了工作,有的天体照相望远镜也不再从事任何有效的观测工作了. 可是在这行星际航行和空间天文观测日益增加的时代,人们对天体力学、行星及其卫星的位置和运动以及太阳系演化理论的验证都提出了新的要求. 空间科学就迫切需要获得各大行星和地球的极为精确的相对位置,作为飞向各该行星的基本数据之一. 在火星的轨道运动方面,基于 Clemence 的新理论,并由 Laubscher 提供轨道根数所计算的新的火星星历表,经过有关的子午观测发现,火星轨道倾角要加一个 $-0.''53$ 的改正量^[3]. 这一偏离也同样被等高观测独立地所证实^[4]. 可见,对太阳系天体的观测还是十分需要而且迫切的,应该受到人们的注意和重视,从而要求天文学家们从多方面去开展对太阳系天体的观测和探讨.

7.1 观测条件

用等高仪观测太阳系的天体必须注意下述一些条件:

1. 目前绝大多数在使用中的等高仪器都是按 30° 天顶距来决定其等高圈的. 按仪器所在点的纬度 φ 来说,一台等高仪所能观测到的天体的赤纬 δ 必然限制在 $\varphi \pm 30^\circ$ 的范围之内. 太阳系天体一般都在黄道附近移动,这对于两半球高纬度地区的等高仪来说,常常是可望而不可及. 这是相当大的限制. 即使在 45° 等高圈上观测,观测的数量也很有限. 而在赤道附近的台站就可以有更多的机会观测到太阳系的天体.

2. 等高观测结果可归算出某一天体的赤经和赤纬的改正. 但因为等高方法本身的特点,赤经改正和赤纬改正的精度是该天体的赤纬 δ 和观测点的纬度 φ 的函数;而且还存在

一定范围的盲区，不能得到应有的结果。这从本书第6章的图1、图2以及有关段落中可以了解到。所以，对个别台站来说，观测太阳系天体求取一个坐标最为有利时，另一个坐标的测定精度往往很差，甚至不能得到。这种不能兼顾的局面就更有理由要求我们去研制可以观测不同天顶距的等高仪，或是更好地组织台站之间的协作。

3. 当容等高仪由于极限星等(6等)的限制，主要的观测对象只能是火星、木星、土星和天王星。当然，加利略卫星(即木星的四个大卫星)也是在目视观测限度范围之内。个别小行星只有在足够亮的时候，才能勉强被观测到。观测月球，在原则上并无困难。对太阳的观测则需要有特殊的滤光板等设施以及归算上的种种考虑。我国研制的II型光电等高仪的极限星等可达7等，很有利于观测天王星和几个亮小行星；在改装以适当的栅缝之后，应该并且也可以和光电子午环一样对大行星进行观测。

4. 用等高方法观测某一个太阳系天体并要得到它的两个坐标的改正，就必须让同一个观测者在同一夜晚相继取得该天体先从东面、再从西面过等高圈的观测记录。这是一项至少要坚持4—6小时的夜间露天作业，却又往往受到天气条件变化的影响而得不到完整的结果。何况这也只有在行星冲日前后不长的一段时期里才能办到。所以，等高方法虽然是一种良好的、独立的测定太阳系天体位置的方法，但也必须和子午方法、照相天体测量方法互为补充，共同努力，才能达到我们的目的。

7.2 观测方法

在当容等高仪的目镜视场中，恒星的星象在正常情况下应该是一个带有衍射环的点象。观测者通常是把同一恒星的

直接象和反射象并列在水平双丝中间，微动手轮来控制由马达驱动的测微器，使并列的星象和双丝保持平行，但也有使星象和水平丝之一相切的。由于渥拉斯顿棱镜的光学系统使星象产生一定的畸变，同一仪器上的观测，至少对同一观测者来说，直接象和反射象的先后相对位置应保持不变。两星象的间距则往往因不同观测者的习惯和星等的差异而不同，通常多把间距控制在双丝水平间距的 $1/3$ 左右。

当观测天王星、小行星或加利略卫星时，或因其距离地球较远，或因其体积较小，它们的星象在当容等高仪的视场中和恒星星象一样呈点状。这对观测者不会带来什么不方便。但在观测火星、木星或土星的时候，具有相当大小视圆面的星象是会造成不少困难的。这时，星象很亮，有相当大的面积，加以受到相位的影响，星相往往不是一个完整的圆形，而大致是一个半圆和半椭圆的结合。这样，就要在观测归算中引入适当的改正（即相位改正，见 7.3 节），特别是在整个观测记录过程中，各个观测者的结果也会因为掌握不同而产生分歧。

火星的相位效应比较大，星象的畸变有时也比较显著，不同台站的观测者有过不同的处理。阿尔及尔天文台的等高观测者曾尽可能地把火星的两个星象互相重叠。他们不多的观测结果虽有较高的内部符合精度，但仍不可能消除产生系统性误差的疑虑^[5]。巴黎天文台的观测是把并列紧挨着的星象的下边缘和水平双丝之一相切^[5]。Besançon 天文台的观测者使二并列星象保持在水平双丝中间；以后又使紧紧靠近的两个星象略有少许的重叠^[5]。后者所得结果，弥散度较小，并在以后被木星的观测者所采用。木星星象的相位影响比较小，不同的观测方法没有引起很大的差别。可是土星的观测就要麻烦多了。尤其是在巴黎天文台的全瞳孔等高仪（见第

二章 2.1 节) 的视场中, 有同时出现四个星象的复杂情况^[6]. 土星的光环及其暗区和土星本身在当容等高仪放大 175 倍的视场中都是清晰可辨的, 但光环的形状及其与土星本身的相互位置也是在不断变化的. 不同的观测者对此往往有不同的安排: 有的是使土星本身相切, 有的把光环外缘相切, 有的让光环作一定程度的交叉. 虽然采用后一种方法的观测者比较多, 他们也比较强调两个星象要尽量靠得更近一点, 但终因观测次数和数量都不够多, 还不足以进行充分而可靠的抉择. 今后, 肯定还必需更多地积累观测, 并试验新的方法.

用当容等高仪直接观测月亮, 特别在满月前后很是刺目, 但毕竟还是可能的. 选取月面某个明确的目标, 如 Mösting A 环形山, 来进行等高观测是很值得试行的. 在法国 Grasse 的天文学和地球动力学研究中心 (CERGA), 对太阳的等高观测已经进行了好几年的试验^[7,8,9]. 为了使太阳象的亮度降低到至少和满月时的亮度差不多, 在等高仪主棱镜和水银盘前牢固地安置了一个直径约 12cm, 外表面有镀铬镀层的平行平面滤光板. 当太阳在东面过等高圈时, 分别观测太阳象上边缘和下边缘过等高圈的时刻; 等太阳到西面过等高圈时, 再做同样的观测. 这样, 一天可以得到四次观测结果. 要注意尽量使仪器少受太阳光的直接照射, 并保持仪器在整个观测日里的稳定. 1976 年, 在 CERGA 装置了专门用来观测太阳的等高仪, 进行充分的试验观测, 同时并试验一些绝对测定等高圈天顶距的方法, 这也是很有意义的.

7.3 观测归算

关于行星位置的计算, 在引用天文年历中有关行星数据时, 要注意到所有的时间引数都是以 TDB 为单位的. TDB 和世界时的差值可以从各年度的天文年历中查到. 在计算行

星视位置时，一定要加上视差的改正。对赤道坐标来说，这一改正

$$\begin{cases} \Delta\alpha_p = -\rho \cos \varphi' \bar{\omega} \sin t \sec \delta, \\ \Delta\delta_p = -\rho \sin \varphi' \bar{\omega} \cos \delta + \rho \cos \varphi' \bar{\omega} \sin \delta \cos t. \end{cases}$$

其中， ρ 是观测点的地心距离， φ' 是地心纬度， $\bar{\omega}$ 是天体的赤道地心视差，赤纬 δ 和时角 t 只要有近似值就可以了。

有了天体的视位置就可同恒星一样来计算过等高圈的时刻和方位以及观测结果的归算。但在观测火星、木星和土星的时候，还得计及各自的相位改正^[10]。

外行星的相位所引起的盈亏变化对行星的视圆面会产生一定的影响。图 7.1 表示火星 M 在上下弦时，角 SMT 为极大。一般情况下，火星的相位角不超过 45° ，其视圆面的盈亏和满月前后第三、四天的月球盈亏情况相近。对木星和土星来说，盈亏的影响要更小些。

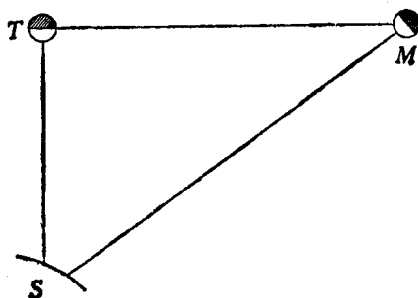


图 7.1 火星盈亏示意图

在当容等高仪的目镜视场里，这几颗大行星的星象都呈圆盘形。其中直接象和肉眼所看到的行星情况一致，而反射象则是倒置的。至于相位的大小及其位置可以自行计算或用美、苏天文年历中行星物理观测表中的下列几项来表征：

相位 k ——我们所看到的行星被太阳照亮的部分和整个

行星圆面的比值；

相位角 i ——行星中心相对于地球和太阳方向间的夹角，而相位椭圆半轴间之比值等于 $\cos i$ ；

最大亏缺——由垂直于行星相位椭圆的半圆和半椭圆交线的直线来定义最大亏缺的方向，其位置角 ϱ 从北向东计量。

图 7.2 表示等高观测时见到的两个星象的情况（当然有点夸大）。每个星象可看成是一个半圆和一个半椭圆所组成，二者的交界线就是行星的直径。这里，行星的直径并没有发生什么变化，可是直接象的外形和反射象的外形却是不对称的。观测者在对齐（或照准）两个星象时，往往会产生不同的考虑和安排。

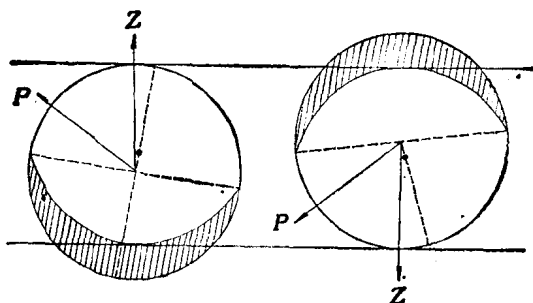


图 7.2 视场中的两个星象

若观测者以两个星象的上边缘来对齐的话，其中之一是视圆面的上缘，另一个则是相位椭圆的下缘。看来是对好了，实际上并没有按照要求对好星象的中心。观测者从对齐的上缘所判定的中心联线和真正的中心联线有一个 $(r - x)$ 的距离。这里， r 是行星视圆面的半径， x 是行星视圆面中心到相位椭圆的水平切线的距离。这样，在天顶距方向的相位改正应为两星象圆面中心距离的垂直分量的一半。令 ϕ_1 是半圆

和半椭圆联线（即行星视圆面的直径）同半椭圆切线间的夹角， ϕ_2 是该联线和半圆的切线间的夹角。这样就有

$$\begin{cases} x \sin \phi_1 = r \sin \phi_2, \\ \operatorname{tg} \phi_1 = \operatorname{tg} \phi_2 \cos i, \end{cases}$$

从其中消去 ϕ_2 ；并按下式决定 ϕ_1 角：

$$\begin{cases} \phi_1 = Q - q & (\text{西过}), \\ \phi_1 = 180^\circ - (Q - q) & (\text{东过}), \end{cases}$$

其中 Q 是最大亏缺的位置角， q 是星象圆面中心的星位角。且当 $|\phi_1| < 90^\circ$ 、 $=0$ 或 $> 90^\circ$ ，相位改正的符号应分别为负、零或正。这样就有

$$x = r \sqrt{\cos^2(Q - q) \cos^2 i + \sin^2(Q - q)},$$

$$r - x = r [1 - \sqrt{\cos^2(Q - q) \cos^2 i + \sin^2(Q - q)}],$$

并有相位改正

$$\phi_1 = -\frac{r}{2} [1 - \sqrt{\cos^2(Q - q) \cos^2 i + \sin^2(Q - q)}].$$

另外还有一种情况，观测者对齐的是星象亮面的中心，但这也显然不是星象圆面的中心。图 7.2 中的黑点就是亮面的中心。如果行星的相位变化不大，这点差别是可以忽略不计的。木星和土星的相位改正有时也会大到 0."1 的数量级，至于火星的相位改正往往要大得多。设亮面中心和视圆面中心的距离为 d 。过 d 做平行于直径的线段把星象分为基本上相等的两部分。在星象亮面偏离圆面不大时，两平行线间的面积可简化为 $2rd$ ，这样所分的两部分面积近似相等，就有

$$\frac{1}{2} \pi r^2 \cos i + 2rd = \frac{1}{2} \pi r^2 - 2rd,$$

从而

$$d = \frac{1}{8} \pi r (1 - \cos i).$$

再考虑到符号,相位改正应为

$$\phi_2 = -\frac{1}{8}\pi r(1 - \cos i)\cos(Q - q).$$

以上只要从有关的天文年历中查得 i , Q 和 r , 并计算出 q , 就可以计算得到两种不同观测情况的相位改正。

7.4 观测结果

这里分别就几个太阳系天体的观测做一些简单的综合介绍。总的来说,由于观测条件有很大的局限性,特别是大家的重视还不够,观测结果比较零碎,数量也远不足以进行系统的分析和比较。但各台站观测结果的内部符合精度还是很可以的,值得做进一步的尝试,并积极开展系统的观测和研究。

1. 火星

最早用当容等高仪观测的太阳系天体就是火星。巴黎天文台在 1961 年 2—3 月里就开始了六天的试测^[2]。1963 年,巴黎天文台和 Besançon 天文台联合进行观测,取得较多的观测结果^[5]。这以后,阿尔及尔、基多、智利的圣地亚哥、巴西的圣保罗、法国的 CERGA、我国的上海和北京等天文台站也都相继取得一些观测结果。西班牙的 San Fernando 天文台在 1973—1974 年和 1975—1976 年这两个冬天里一共进行了 102 次观测,其中有 39 夜取得两次过等高的观测记录^[11]。这是火星观测系列中收获极为丰硕的一次。上述一些台站的近期观测表明,火星观测的一次测定精度平均在 $\pm 0''.20$ 左右,所求得的 $\Delta\alpha$ 和 $\Delta\delta$ 的精度各约为 $\pm 5\text{ms}$ 和 $\pm 0''.11$ 。这和恒星观测的精度大致相近。最近的分析表明,对观测中的相位效应的看法还有些分歧,而双象双过的等高方法,子午环独立测定两个坐标,天图仪的照相观测以及雷达测距这些不同

手段的观测结果的相互比较是至为重要的。看来各种新的观测系列也是需要的^[12]。

通常天文年历中有关火星的位置是按纽康姆的理论，并加上 Ross 的经验改正项计算的^[13]。由上述等高观测的结果表明，这样的火星历表在赤经上有相当大的偏差。后来又用 G. M. Clemence 关于火星运动的新理论和 Laubscher 的轨道根数的确定值计算的 Kaplan 等人的火星历表^[14]来归算等高方法的观测。在考虑了火星轨道倾角的改正^[5]之后，在赤经和赤纬的改正上都比较符合，而且和子午方法的结果很一致^[4]。当然，有关等高方法可能带来的某种固有的系统效应，如在赤经上的一个常差等，还是应该认真考虑的。

2. 木星

首先是基多天文台在 1964 年开始观测木星，以后巴黎、Besancon、圣保罗、圣第亚哥、CERGA、上海和北京等天文台站也都进行了一些观测。部分观测结果摘录如下：

国别	天文台	仪器	α		δ	
			次数	精度	次数	精度
法	Besancon	当容等高仪	13	$\pm 28ms$	13	$\pm 0."18$
	巴黎	当容等高仪	16	40	16	31
	波尔多	天体照相机	32	40	32	32
苏	尼古拉也夫	天体照相机	20	24	20	25
	哈尔科夫	子午仪	13	25		
日	东京	子午环	15	39	14	56
美	华盛顿	子午环	21	39	19	48

上面列出几个不同种类的仪器所得结果经过平滑后所反映出的观测精度^[15]。这里，照相观测归算所用的星表（参考系）虽然各不相同，和其他种类仪器所用的也不一样，但作为

初步比较,可以说明独立的等高观测是可以实际使用的。同时也应该注意到,天体照相机还可以在子午环或等高仪不能观测的时候继续进行观测,这是非常有利的。可见各种方法都是不可偏废的。

3. 土星

观测火星和木星的成功,促使大家的注意力转向了土星,进行了很多观测。1967—1969年间,基多天文台首先观测了土星。70年代里,土星的位置很适合于北半球的台站观测。Besançon、圣弗南多、阿尔及尔、巴黎 CERGA 和上海等天文台都开展了多轮观测,并发表了观测结果。但因土星星象(包括光环)的复杂性,加以冬季天气条件一般都不太好,观测分布很不均衡,同一夜晚两次过等高圈的观测都不够多,巴黎天文台根据五个冬季的观测做了初步的比较^[6]。从1971年末到1976年初,巴黎天文台用全瞳孔等高仪对土星一共做了155次观测。一次观测精度平均为 $\pm 0''.39$ 。这比恒星的观测精度要低很多,比火星和木星的观测也差,从而可以理解到土星光环对观测的影响是不小的。在这五年里,先后曾经有过10个观测者,在对齐星象上也曾有过好几种不同方式,但从文献[6]的比较来看,不同观测者,不同方式所得结果的精度并没有太大的出入。并且仅就赤纬而言,同样也是测量天顶距的子午方法所得结果,在精度上也并不比等高方法好很多。圣弗南多天文台在1970—1978年间的八个冬季的观测中,共得到116组两过的观测,精度和巴黎天文台的相近。其初步分析认为,在土星历表的理论值和观测值上看来存在有周期性的差别^[16]。

4. 天王星

天王星的星象在当容等高仪的视场中和恒星星象几乎完全一样,其相位改正最大不超过 $0''.003$,在目视观测的条件下,可以略去不计.但天王星比较暗,接近于当容等高仪的极限星等.近些年来,天王星又偏处天赤道之南,除了阿尔及尔天文台曾在1964年一度观测过之外,其他的观测都是在南半球天文台站进行的.如基多天文台在1964年,圣保罗天文台在1969年,特别是智利圣地亚哥天文台在1975—1976两年中共观测80多次,一次观测精度平均约为 $\pm 0''.34^{[17]}$.该台在1977年又有43次观测^[18].1964年,阿尔及尔和基多两天文台观测天王星得到的 $\Delta\alpha$ 和 $\Delta\delta^{[19]}$,在复算了阿尔及尔的观测之后,看来和美国海军天文台子午环的观测结果还是比较接近的^[20].到80年代中期,天王星的位置将允许较多的北半球台站进行观测.

5. 伽利略卫星(木卫)

木星四颗最大的卫星都可以在当容等高仪的目镜视场中看到,并呈点状星象,但可能是观测上的不方便和归算处理上的复杂性,实际观测的台站很少.1964年,基多天文台在观测木星时,曾附带观测了几次木卫四.1965年,在法国 Haute-Provence 天文台观测过木卫三和木卫二.观测记录一个木卫两次过等高圈的时刻,可以确定其赤道坐标的改正,但这一改正和木星本身的赤道坐标改正有关联的,所以最好同时在另一台当容等高仪上观测木星,这样能分别得到有关结果.如能有足够多而且均匀分布的观测,还可研究卫星的轨道和运动.此外,在有条件时,可连续观测两个木卫的两次过等高圈以解算两个木卫的赤经差和赤纬差.

6. 小行星

阿尔及尔天文台曾一度观测过第四号小行星——灶神星 (Vesta)^[21]。由于小行星的亮度很难达到当容等高仪所允许观测到的星等, 这个在基本天体测量中非常重要的观测工作可能只有依靠光电等高仪才能取得一定的结果。

7. 太阳

CERGA 在 1974 年 8 月用当容等高仪对太阳进行了第一批试观测^[7]。1975 年继续试验, 取得较多的观测结果^[8]。1976 年 5 月安排了另一架当容等高仪专门用来观测太阳, 从 5 月初到 8 月初一共得到近 30 组的观测^[9]。总的说来, 观测的内部符合精度还是可以的, 但也存在一些问题有待考虑。若使用晚上进行时纬观测的同一架当容等高仪的话, 可以利用前后两夜的仪器常数和有关的结果来归算太阳的观测。这样就把所得到的太阳位置改正联系到一定的 FK4 范围。也可以直接使用国际时间局 (BIH) 系统的世界时 (UT1) 和地极坐标值。这对专用于观测太阳的等高仪, 更非如此不可。但无论如何都得假定等高仪的 dz 值在整个观测过程中是足够稳定的, 当然这是很难满足的。拿观测的初步结果来看, 天顶距的变化比人们所担心的要小。但看来还是有必要试验一种测定仪器天顶距(或其变化)的物理方法, 这将在等高方法中打开一个崭新的局面。

还要考虑太阳的可观测时期要尽可能长。太阳的赤纬在 $\pm 23^{\circ}\frac{1}{2}$ 的范围内变动。对两半球的观测台站来说, 如能改变或增加原来观测的等高圈, 才有可能在一年内较多的时间观测到太阳而取得有用的资料。CERGA 已在当容等高仪上改用几个不同的反射角镜, 以在太阳过天顶距为 60° 、 45° 和 30°

的三个等高圈时进行试测。这一变革对观测其他太阳系天体,乃至恒星,都有着很重要的意义。

8. 我国的观测

我国上海天文台自 1973 年就已开始观测火星、木星和土星,取得一批赤经和赤纬的改正值^[22],并利用这些资料再加上巴黎等 6 个天文台的等高仪的相应观测结果计算了分点改正 ΔE 和赤道改正 $\Delta \delta_0$ ^[23]。北京天文台用当容等高仪在 1980 年也观测了火星和木星,各得到 25 个和 21 个位置改正值^[24]。

* * *

太阳系天体的定位观测需要多种仪器、多种方法来互相补充,互相促进。经过一些天文台十多年来的试验,在等高观测方法上取得了一些很好的结果。1973 年在第 15 届国际天文协会(IAU)会议上,第 8 委员会曾通过“建议在子午环和等高仪观测基本星的纲要中应包括太阳系的成员”的决议。我国地处北半球中低纬度地区,具有观测太阳系天体的条件。用当容等高仪试验观测火星、木星、土星,以至月球和太阳;用光电等高仪观测天王星、小行星和伽利略卫星都能较快地取得观测结果。进一步改进光电接收装置,或采用不同角度的角镜系统来扩大观测范围,效果当会更好。

参 考 文 献

- [1] B. Guinot et al., *Bull. Astron.*, Paris, **23** (1961), 307.
- [2] S. Débarbat et al., *Bull. Astron.*, Paris, **24** (1963), 69.
- [3] Y. Kubo et al., *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **10** (1978), 482.
- [4] S. Débarbat et al., *Astron. and Astrophys.*, **73** (1979), 202.
- [5] S. Débarbat, *Bull. Astron.*, Paris, Sér. 3, **1** (1966), 279.
- [6] S. Débarbat, *Astron. and Astrophys.*, **69** (1978), 135.
- [7] F. Laclare, *Compte Rendu Acad. Sc.*, Paris, **280** (1975), Ser. B-13.
- [8] F. Chollet et al., *Astron. and Astrophys.*, **56** (1977), 207.
- [9] F. Chollet et al., *Astron. and Astrophys.*, **83** (1978), 7.
- [10] S. Débarbat, *Bull. Astron.*, Paris, Sér. 3, **2** (1967), 569.
- [11] M. Sanchez, *Astron. and Astrophys. Suppl.*, **32** (1978), 331.

- [12] S. Dbarbat et al, *Astron. and Astrophys.*, **96** (1981), 193.
- [13] 中国科学院紫金山天文台, 中国天文年历, p.345, 1979.
- [14] G. H. Kaplan et al, USNO Circular, No. 151, 1975.
- [15] S. Débarbat, *Astron. and Astrophys.*, **28** (1973), 141.
- [16] M. Sanchez, IAU Colloq. No. 48 "Modern Astrometry", 471, 1978.
- [17] F. Noël et al, *Astron. and Astrophys.*, **30** (1977), 189.
- [18] F. Noël et al, *Astron. and Astrophys.*, **36** (1979), 307.
- [19] S. Débarbat, *Bull. Astron.*, Paris Sér. 3, **3** (1968), 415.
- [20] J. Pham-Van, *Astron. and Astrophys.*, **10** (1971), 317.
- [21] L. Arbey, Annales de l'Observatoire Astronomique d'Alger, Tom 1, Fasc. 1, 1963.
- [22] 严豪健等, 天文学报 **22**, 29, 1981
- [23] 李之方等, 天文学报, **22**, 230, 1981.
- [24] 乔琪源, 北京天文台台刊, No. 1, 44, 1981.

附 录

一、恒星视位置的计算

为方便起见,恒星视位置的计算分用电子计算机计算和手算两种方法介绍。

1. 用电子计算机计算

用电子计算机计算,对于固定纲要的恒星,宜取星表历元平位置来计算各观测年份的岁首平位置,并由此计算观测瞬间视位置以及过等高圈的时刻;对于临时纲要的恒星,也可直接由天文年历查取其岁首平位置来进行相应的计算。计算过程大致如下。

(1) 计算岁首平位置。利用星表历元平位置计算岁首平位置,根据 FK4 星表给出的公式,有

$$\alpha_0 = \alpha_{t_0} + \left(\frac{d\alpha}{dt} \right)_{t_0} \tau + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2\alpha}{dt^2} \right)_{t_0} \tau^2 + \frac{4}{3} \left[\left(\frac{1}{2} \frac{d^2\alpha}{dt^2} \right)_{75} - \left(\frac{1}{2} \frac{d^2\alpha}{dt^2} \right)_{50} \right] \tau^3 + \mu_\alpha \tau, \quad (1)$$

$$\delta_0 = \delta_{t_0} + \left(\frac{d\delta}{dt} \right)_{t_0} \tau + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2\delta}{dt^2} \right)_{t_0} \tau^2 + \frac{4}{3} \left[\left(\frac{1}{2} \frac{d^2\delta}{dt^2} \right)_{75} - \left(\frac{1}{2} \frac{d^2\delta}{dt^2} \right)_{50} \right] \tau^3 + \mu_\delta \tau. \quad (2)$$

式中 $\tau = \frac{1}{100} (t - t_0)$, t_0 为星表历元;此处对 FK4, $t_0 =$

1950.0 或 1975.0. t 为观测年份的年首。

在 FK4 星表中给出了 α_{t_0} , δ_{t_0} , $\frac{d\alpha}{dt}$, $\frac{d\delta}{dt}$, $\frac{d^2\alpha}{dt^2}$, $\frac{d^2\delta}{dt^2}$, μ_α , μ_δ 的数值, 后六项为每世纪的数值。

(2) 计算观测瞬间视位置。由岁首平位置计算观测瞬间视位置, 可用天文年历刊载的白塞耳日数按球面天文学中给出的公式进行:

$$\alpha = \alpha_0 + (A + A')a + (B + B')b + C(c + \Delta c) + D(d + \Delta d) + E + \mu_\alpha \tau' + J_a \lg^2 \delta, \quad (3)$$

$$\delta = \delta_0 + (A + A')a' + (B + B')b' + C(c' + \Delta c') + D(d' + \Delta d') + \mu_\delta \tau' + J_\delta \lg \delta. \quad (4)$$

(3)、(4) 二式中各项含意在天文年历和球面天文学中均有详细说明, 此处不赘述。

(3) 计算恒星过等高圈的时刻。计算恒星过等高圈的时刻 s 可用两种方法。一是利用(3)、(4)式的计算结果, 直接代入(3.1)式得

$$\begin{aligned} t &= \arccos \left(\frac{\cos z - \sin \varphi \sin \delta}{\cos \varphi \cos \delta} \right) \\ &= \arccos \left[\left(\frac{\cos z}{\cos \varphi} \right) \cdot \frac{1}{\cos \delta} - \lg \varphi \lg \delta \right], \end{aligned} \quad (5)$$

以及由地方恒星时和恒星赤经、时角的关系得

$$s = \alpha \pm t. \quad (6)$$

另一方法, 为了计算的方便, 可将(4)式的 δ 写成

$$\delta = \delta_0 + d\delta$$

式中 $d\delta$ 为(4)式后六项之和。

由(5)式知, 当观测天顶距恒定, 测站纬度 φ 不变时, t 仅是 δ 的函数。因此有

$$t = F(\delta) = F(\delta_0) + \left(\frac{dF}{d\delta} \right)_{\delta_0} d\delta = t_0 + dt.$$

t_0 由置(5)式中 $\delta = \delta_0$ 而得. 对(5)式微分, 得

$$dt = \frac{\sin \varphi - \cos z \sin \delta}{\sin z \sin q \cos^2 \delta} d\delta.$$

再利用(3.2)式, 上式变为

$$dt = \frac{\cos q}{\sin q \cos \delta} d\delta = \operatorname{ctg} q \sec \delta d\delta = Q d\delta.$$

从而

$$t = t_0 + Q d\delta. \quad (7)$$

Q 的数值仅由 q 和 δ 决定, 符号由 q 决定 (q 的符号同 t , 见第三章图 3.2).

将(7)代入(6), 并利用(3)、(4)式得

$$\begin{aligned} s &= \alpha \pm t_0 \pm Q d\delta \\ &= \alpha_0 \pm t_0 + (A + A')(a \pm Q a') + (B \\ &\quad + B')(b \pm Q b') + C[c \pm Q c' \\ &\quad + 0.0532\pi(d \pm Q d')] + D[d \pm Q d' \\ &\quad - 0.0448\pi(c \pm Q c')] + E + (\mu_\alpha \pm Q \mu_\delta) \tau' \\ &\quad + (J_\alpha \lg \delta \pm Q J_\delta) \lg \delta. \end{aligned} \quad (8)$$

最后将 s 化至平太阳时系统:

$$T_0^s = s(1 - \nu). \quad (9)$$

为了与白塞耳日数的计算方法一致, 在计算恒星视位置时, 七月一日以前用当年的岁首平位置, $\tau' > 0$; 七月一日起用下一年的岁首平位置, $\tau' < 0$ (τ' 以年为单位).

用电子计算机计算, 通常每隔10天计算一值, 然后利用白塞耳公式内插出每日的值. 因此章动短期项改正需要另行每日计算一值.

用电子计算机计算时, 起始打印日期的判断见¹⁾.

1) 请参见本附录一最后的注释.

2. 手算

恒星视位置的手算，通常直接用中国天文年历恒星视位置表给出的每十天一值进行内插。以前中国天文年历给出的恒星视位置表是上天格林尼治子午圈的值，自1980年开始，改成给出世界时 O^h 的视位置。对等高观测的计算而言，前者稍为复杂，后者较方便。此处仅介绍利用世界时 O^h 的视位置的计算过程。

如象中国天文年历中给出的，内插采用拉格朗日三点内插公式进行：

$$\begin{aligned} f &= L_{-1}f_{-1} + L_0f_0 + L_1f_1 \\ &= \sum_i L_i f_i, \quad i = -1, 0, 1. \end{aligned}$$

式中 f_i 为与表列日期 D_i 相对应的视 α 或视 δ 之值， L_i 为拉格朗日三点内插公式系数：

$$L_{-1} = \frac{1}{2} n(n-1), \quad L_0 = 1 - n^2, \quad L_1 = \frac{1}{2} n(n+1).$$

n 为内插因子，由下式求得：

$$n = \frac{1}{10} (D_t - D_0 + M^d)$$

D_t 为与观测日对应的格林尼治世界日日期。由于观测都是在每晚子夜前后 6^h 内进行的，下半夜的观测也算成当晚的日期，故格林尼治世界日与观测日相同。此外，用此公式时需注意 D_t 应位于 D_0 与 D_1 之间。

表列的十天一值的视位置不包括章动短周期项的影响，对此需要另行计算：

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= A'a + B'b, \\ \Delta\delta &= A'a' + B'b'. \end{aligned}$$

综上所述,具体计算大致可分以下几步:

- (1) 计算恒星过等高圈的地方恒星时 s 并化为世界时 M^d ;
- (2) 计算内插因子 n , 并以此查得 L_i ;
- (3) 用拉格朗日三点内插公式计算过等高圈的视位置 α, δ ;
- (4) 加章动短周期项影响改正;
- (5) 计算过等高圈的时刻 T_0^s .

下面举例说明上述计算步骤.

求 FK4 第 36 号星 1980 年 12 月 4 日在陕西天文台东边过等高圈时的时刻 (即 T_0^s).

- (1) 求 M^d :

由公式(5)求该星过等高圈的时角

$$t_0 = \arccos \left(\frac{\cos z_0 - \sin \varphi_0 \sin \delta_0}{\cos \varphi_0 \cos \delta_0} \right),$$

由 1980 年中国天文年历的恒星视位置表摘出下列数据:

	α 1 ^h 01 ^m	δ 7°47'	恒星常数			
11月17日	57 ^s 11.9	14 ^m 21	sec δ	tg δ	1.009	0.137
27日	57.061	13.87	a	a'	0.156	0.964
12月7日	56.982	13.42	b	b'	0.009	-0.267
$S_0 = 4^h 51^m 50^s.134$						

将陕台的 φ_0 和仪器的 z_0 、恒星的 δ_0 代入上式,得

$$t_0 = \arccos 0.970 = 14^\circ 04' = 0^h 56^m 16^s.$$

由(6)式,得

$$s = \alpha_0 - t_0 = 0^h 06^m.$$

与 s 相对应的世界时

$$M = (s - \lambda - S_0)(1 - \nu) = 11^h 53^m$$

$$M^d = \frac{1}{24} M = 0.495.$$

(2) 求内插因子 n 及查 L_i 表:

$$\begin{aligned} n &= \frac{1}{10} (D - D_0 + M^d) \\ &= \frac{1}{10} (7 + 0.495) = 0.750. \end{aligned}$$

以 n 为引数, 查拉格朗日三点内插系数表, 得

$$L_{-1} = -0.0938, L_0 = 0.4375, L_1 = 0.6562.$$

(3) 用拉格朗日三点内插公式内插 α', δ' , 直接代入得

$$\begin{aligned} \alpha' &= 1^h 01^m 56^s.000 + 1^s.119 \times (-0.0938) + 1^s.061 \\ &\quad \times 0.4375 + 0^s.982 \times 0.6562 \\ &= 1^h 01^m 57^s.004, \end{aligned}$$

$$\delta' = 7^\circ 47' 13''.55.$$

(4) 求章动短周期项改正:

查世界时 0^h 的白塞耳日数表, 用线性内插, 内插因子

$$n' = M^d = 0.495, \text{ 得}$$

$$\begin{array}{cc} A' & B' \\ & (0''.001) \end{array}$$

$$A' = -0''.063 \quad 12 \text{ 月 } 4 \text{ 日 } -55 \quad -43$$

$$B' = -0''.029 \quad 5 \text{ 日 } -71 \quad -14$$

$$\Delta\alpha = A'a + B'b = -0^s.010 - 0 = -0^s.010,$$

$$\Delta\delta = A'\alpha' + B'\delta' = -0''.06 + 0''.01 = -0''.05,$$

$$\alpha = 1^h 01^m 57^s.004 - 0^s.010 = 1^h 01^m 56^s.994,$$

$$\delta = 7^\circ 47' 13''.55 - 0''.05 = 7^\circ 47' 13''.50.$$

(5) 计算 T_0^s :

以精确的 α, δ 值代入公式(5)得精确的时角值:

$$t = \arccos(0.97069975)$$

$$= 13^{\circ}54'14''.36 = 0^{\text{h}}55^{\text{m}}36^{\text{s}}.958.$$

将 s 代入(6)式,得精确的时刻 s :

$$s = 1^{\text{h}}01^{\text{m}}56^{\text{s}}.994 - 55^{\text{m}}36^{\text{s}}.958 = 0^{\text{h}}06^{\text{m}}20^{\text{s}}.036.$$

利用(9)式得

$$T_0^s = s - s\nu = 06^{\text{m}}18^{\text{s}}.998$$

至此,无论是用电子计算机计算,还是手算,过等高圈时刻的计算都没有最后完成. 为了得到完整的式子,我们设 T' 和 T_0 分别为恒星过等高圈的真时和工作钟的钟面时(在世界时系统里), u_0 为钟差,因而有

$$\begin{aligned} T_0 &= T - u_0 = (s - \lambda - S_0 - \Delta_{M-M_0})(1 - \nu) - u_0 \\ &= s(1 - \nu) + (24^{\text{h}} - \lambda - S_0 - \Delta_{M-M_0})(1 - \nu) - u_0 \\ &= T_0^s + T_0^c \quad [\text{注 } 2]. \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $T_0^s = s(1 - \nu)$, 如(9)式所示,应对各星分别计算. 第二项 $T_0^c = (24^{\text{h}} - \lambda - S_0 - \Delta_{M-M_0})(1 - \nu) - u_0$, 仅与恒星所在星组有关,因此每日仅对每个观测星组计算一值. T_0^c 中 Δ_{M-M_0} 项为赤经章动变化修正. 这是由于虽然式中 S_0 为真恒星时,其中包括赤经章动短周期项的影响,但它对应的是 $M_0 = 0^{\text{h}}$ 时刻的章动值,而观测是在 $M \neq 0$ 时刻进行的,此时赤经章动值应与 $M_0 = 0^{\text{h}}$ 时有别,故加其变化修正:

$$\Delta_{M-M_0} = M^d \cdot (\Delta\alpha_{D+1} - \Delta\alpha_D).$$

M^d 是以天为单位表示的该星组平均观测时刻所对应的世界时; $\Delta\alpha_D, \Delta\alpha_{D+1}$ 为观测的当日和次日的赤经章动值.

T_0^c 可以手算,也可以用计算机算.

在第三章曾指出过,周日光行差(以及光电等高仪的迟滞差平均值)也可用以修正经度采用值,因此也在 T_0^c 中.

注 释

【注 1】使用电子计算机,每 10 天计算一个值,这一天与儒略恒星日的个位数为 0 的日期相对应。但计算的起始打印日期并不一定等于第一个 10 天的起点所对应的世界日日期,分下面两种情况:当与之对应的世界日的小数部分 (N) 与内插因子 $n = \frac{s - \lambda}{24}$ 之和大于 0.5 时,计算结果第一天的打印日期即为其对应的世界日的日期;若二者之和小于 0.5,则第一天的打印日期应为其对应的世界日日期减 1。这种判断准则对我国现有天文台的经度分布均适用。

例如 22^h-24^h 组,在 1980 年的起算日期为 6 月 26 日 (与之对应的儒略恒星日为 2451110.0),即世界日为 26.237。因此 $N = 0.237$, 又

$$\begin{aligned} n &= \frac{s - \lambda}{24} = \frac{23^h - 7^h 18^m}{24} \\ &= 0.654, \\ N + n &= 0.891 > 0.5, \end{aligned}$$

故计算结果的第一天的打印日期仍为 6 月 26 日。

同样,对 0^h-2^h 组的起算日期为 7 月 26 日 (儒略恒星日为 2451140.0),世界日为 26.156,有

$$\begin{aligned} N &= 0.156, \\ n &= -0.263, \\ N + n &= -0.107 < 0.5, \end{aligned}$$

故第一天的打印日期应为 $26 - 1 = 25$, 即 7 月 25 日

【注 2】对某些观测星组,在计算 T_0^g 时,需要在计算过程中增加一个或两个 24^h ,因此有时会引起 0:910 的改正。

在(10)式中,我们可以看到,它在演算中增加了一项 $24^h(1 - \nu)$,由此有可能导致 $-24^h\nu$ 的差错。此外,当 $24^h - \lambda - S_0 < 0$ 时,为了运算方便起见,有时再加一个 24^h ,使其为正,这也有可能导致上面的差错。这些均需加以判断。为此,令 \bar{s} 为某一星组的平均观测时刻。

1. 在 $\bar{s} - \lambda - S_0 < 0$ 的情况下:

(1) 当 $24^h - \lambda - s_0 > 0$ 时, 用公式(10)计算正合适. 如 1975 年 6 月 3 日前观测 $16^h, 14^h, \dots, 0^h$ 组属于这种情况 (对 $\lambda = 7^h 18^m$ 的台站).

(2) 当 $24^h - \lambda - s_0 < 0$ 时

(i) 若 $\bar{s} + 24^h - \lambda - s_0 < 0$, 用公式 (10) 计算时再加 24^h , 使其为正, 结果正好. 如 1975 年 9 月 21 日前观测 $0^h, 2^h$ 组属于这种情况.

(ii) 若 $\bar{s} + 24^h - \lambda - s_0 > 0$, 用公式 (10) 计算再加 24^h , 计算结果需加 0:910 的改正. 如 1975 年 9 月 21 日前观测 $16^h, \dots, 22^h$ 组属于这种情况.

2. 在 $\bar{s} - \lambda - s_0 > 0$ 的情况下:

此时必有 $24^h - \lambda - s_0 > 0$ 及 $\bar{s} - \lambda - s_0 + 24^h > 24^h$, 用公式 (10) 计算时, 在其结果上应加 0:910. 如 1975 年 9 月 21 日以后观测 $18^h, 20^h, 22^h$ 组属于这种情况.

二、误差方程的近似解法

在第四章里, 我们看到用 (4.3) 式给出的误差方程组 (3.23) 的精确解; 对于用电子计算机计算是很方便的, 但对于手算却相当麻烦. 在后一种情况下, 往往先求其近似解, 然后再平差. 具体方法介绍于下.

为了方便, 我们把 (3.23) 的法方程 (4.2) 写成下面的形式:

$$\begin{aligned} (\sum s^2)x + (\sum sc)y + (\sum s)dz + (\sum s\delta h) &= 0, \\ (\sum sc)x + (\sum c^2)y + (\sum c)dz + (\sum c\delta h) &= 0, \quad (11) \\ (\sum s)x + (\sum c)y + ndz + \sum \delta h &= 0. \end{aligned}$$

考虑到选星条件 (4.5) 式, (11) 的解就是 (4.6) 式所表示的. 因此我们也可直接用 (4.6) 式来计算 (11) 的解 $\bar{x}, \bar{y}, \bar{dz}$. 然后将 $\bar{x}, \bar{y}, \bar{dz}$ 再代入 (3.23) 求出每颗星的残差 a_i , 按

(4.7) 式计算观测精度。

另一方面我们也可以直接从方程组 (3.23) 出发, 先求其近似解。求近似解, 可以采用两种方便的办法: 一是任取一接近值 x_0, y_0 为近似解, 二是用作图法来求。

对于第一种方法, 如果钟差、纬度的采用值 u_0, φ_0 比较接近其真值 u, φ 的话, 最方便的是取 $x_0 = y_0 = 0$; 如果采用值 u_0, φ_0 与其真值相差并非很小, 则可根据经验和前面的观测结果, 估计适当的 x_0, y_0 作为一级近似。对这两种情况都要用平差法求其改正值 $\Delta x, \Delta y$ 。

下面着重介绍用作图法求近似值。

由解析几何学我们知道, 线性方程组 (有解)

$$s_i x + c_i y + (H_i + D) = 0, i = 1, 2, \dots, n, \quad (12)$$

代表相交于一点 (x_0, y_0) 的直线族。同时也知道直线族 (12) 和直线族

$$s_i x + c_i y + H_i = 0, \quad (13)$$

对应直线相平行, 且对应平行线间的距离为

$$R_i = \frac{D}{\sqrt{s_i^2 + c_i^2}}.$$

如果方程的系数 s_i, c_i 满足下式:

$$s_i^2 + c_i^2 = \text{constant},$$

那么所有对应平行线间的距离 R_i 都相等, 即

$$R_i = R.$$

由此不难理解, 直线族 (13) 切于半径为 R 的圆, 圆心的位置就是直线族 (12) 的交点。因此, 如果知道了直线族 (13) 内切圆的圆心, 也就找到了直线族 (12) 的交点。

基于这个原则, 误差方程组 (3.23) 所表示的直线族

$$s_i x + c_i y + dx + \delta h_i = 0 \quad (14)$$

的交点就是与直线族

$$s_i x + c_i y + \delta h_i = 0 \quad (15)$$

相切的内切圆的圆心。不难求得(14)与(15)对应平行线间的距离为

$$d = \frac{|dz|}{\sqrt{s^2 + c^2}} = |dz|.$$

它也就是(15)内切圆的半径。由于 dz 和 δh_i 的符号相反, 如果我们以 $|dz|$ 为半径作圆 (见图 1a), 沿着方位为 A_i (第 i 颗星过等高圈的方位角) 的半径方向截取 $M_i N_i = \delta h_i$ (当 $\delta h_i > 0$ 时向里截, $\delta h_i < 0$ 时向外截), 过 N_i 点且与 OM_i 相垂直的直线 $AN_i Z$ 就是直线方程 (14)。但由于 dz 未知, 只能以任意长 (或适当长度) R 为半径作圆 (图 1b), 沿着方位为 A_i 的半径方向向里截取 $M_i N'_i = \delta h_i$, 过 N'_i 点与 OM_i 垂直的直线 $BN'_i R$ 与 $AN_i Z$ 平行, 且它们之间的距离等于 $|R - dz|$ 。直线族 $BN'_i R$ 内切圆的圆心 x_0, y_0 就是直线族 $AN_i Z$ 的交点 (为清楚起见, 图 1 只画了一条直线)。

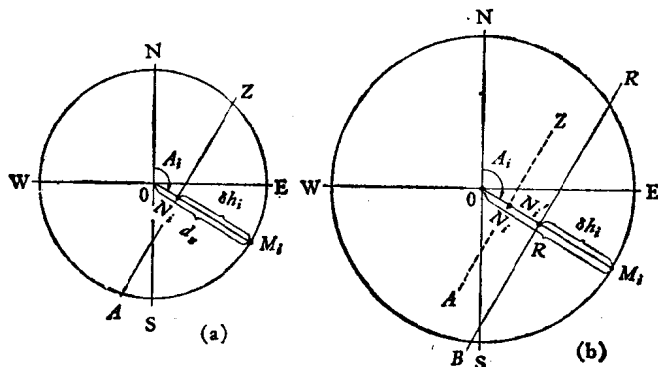


图 1

在精度要求不太高的情况下, 用作图法得到的 x_0, y_0 可作为(3.23)的近似解。如果要求的是精确解, 应把 x_0, y_0 作为近似值, 利用平差法求其改正。为此可令

$$x = x_0 + \Delta x,$$

$$y = y_0 + \Delta y,$$

并代入(3.23)得

$$\Delta x \sin A_i + \Delta y \cos A_i + dz + x_0 \sin A_i + y_0 \cos A_i + \delta h_i = v_i.$$

令

$$D_i = x_0 \sin A_i + y_0 \cos A_i + \delta h_i,$$

并代入上面方程,有

$$\Delta x \sin A_i + \Delta y \cos A_i + D_i + dz = v_i. \quad (16)$$

(16)的法方程式为

$$\left. \begin{aligned} \Delta x \sum s^2 + \Delta y \sum sc + \sum s(D_i + dz) &= 0 \\ \Delta x \sum sc + \Delta y \sum c^2 + \sum c(D_i + dz) &= 0 \\ \Delta x \sum s + \Delta y \sum c + \sum (D_i + dz) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

考虑到选星条件,并令 $a_i = D_i + dz$, (17) 变为

$$\left. \begin{aligned} \Delta x \sum s^2 + \sum s a_i &= 0 \\ \Delta y \sum c^2 + \sum c a_i &= 0 \\ n dz + \sum D_i &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

此时不难写出(18)的解为

$$\left. \begin{aligned} dz &= -(\sum D_i)/n \\ \Delta x &= -\frac{\sum s a_i}{\sum s^2} \\ \Delta y &= -\frac{\sum c a_i}{\sum c^2} \end{aligned} \right\}. \quad (19)$$

当 dz 求出后,可得 $a_i = D_i + dz$ 以及 $\Delta x, \Delta y$. 方程组(3.23)的解为

$$\left. \begin{aligned} x &= x_0 + \Delta x \\ y &= y_0 + \Delta y \\ dz &= -\frac{1}{n} \sum D_i, \end{aligned} \right\}, \quad (20)$$

其精度为

$$\sigma = \pm \sqrt{\frac{\sum a^2}{n-3}},$$

$$\sigma_u = \frac{\sigma_x}{15 \cos \varphi} = \frac{\sigma}{15 \cos \varphi \sqrt{\sum \sin^2 A}},$$

$$\sigma_\varphi = \frac{\sigma}{\sqrt{\sum \cos^2 A}},$$

$$\sigma_{dx} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}.$$

如果所求得的改正 $\Delta x, \Delta y$ 不是很小 (例如大于 $0.''02$) 时, 应将 (20) 所得的 x, y 作为二级近似, 再代入 (3.23) 进行平差求二次改正 $\Delta x, \Delta y$ 。

三、光电等高仪的调整

II 型光电等高仪的安装和调整, 在其出厂说明书中均有详细介绍, 此处不再一一重复。这里仅就使用过程中对仪器可能需要经常调整的, 或对原说明书中需要强调的有关部分, 加以扼要地说明或补充。下面分三个部分介绍: 导星系统的调整, 主光路系统的调整, 参考信号的调整。

1. 导星系统的调整

仪器光学、机械各部分的安装都应按说明书的要求进行, 导星系统也不例外, 其各部件 (见图 2.10 之 3, 16, 17, 27) 的安装误差越小, 调整时就越容易。如果安装误差太大, 不但调整时困难, 有时还会带来新的问题 (比如象差等)。导星系

统的调整,具体要求是: (i) 物镜焦平面与分划板刻线平面相重合; (ii) 再成象物镜(16)的焦平面与目镜(27)的焦平面重合; (iii) 导星系统双丝和记录栅狭缝相对应。现分述于下。

(1) 物镜焦平面与分划板刻线平面相重合。如果导星物镜的焦平面不与分划板刻线平面共面的话,在控制台上的目镜视场里,会发现星象相对丝网象随着眼睛上下、左右移动而移动,以及星象和丝网象不可能同时都调得清晰的现象。根据它们相对移动的方向或将目镜旋进、旋出时星象和丝网象清晰的先后,可判断物镜焦平面在分划板刻线平面之前还是之后,从而决定应将物镜旋进还是旋出,直至在目镜视场里上述现象不再出现为止,才可将物镜锁紧。

(2) 控制台位置的调整。为了减小导星系统由于安装误差引起的象差和损光,控制台的侧面应与基墩表面平行,并使控制台中部光孔的中心与第二反射镜(16)出射光束中心重合。此外,为使目镜调焦时前后都有同样大的调节范围,控制台与基墩(或第二反射镜)的距离要适中,当目镜视场里的丝网象最清晰时,目镜应位于其可调范围的中央。

(3) 导星系统和记录栅一致性的调整。导星系统和记录栅的一致性包括前者的双丝和后者的狭缝上下及左右均相对应。

上下对应,就是在记录系统里,当水银象和直接象处于同一水平高度(即过等高圈)时,在导星镜视场里星象恰好处于双丝的平分线上(即过视场中央)。如果两个系统之间的关系不能满足这样的要求,需将转象棱镜、分划板和场镜组(17)升高或降低一点,直至满足上述要求为止。如果这样的调整是在镜筒没抽真空的状态下进行的,抽了真空以后,二者的对应自然又会差 $30''$ 左右,此时仍需重调转象棱镜组的高度,使之重新满足上述要求。

左右对应,是指星象沿导星系统分划板双丝的中心线运动时,星象也在主光路记录栅狭缝的中央。当二者对应性相差较远时,可采用左右平行移动分划板(17)的办法粗调,待二者比较接近时,再用控制台上导星镜左边的自整角机微调(后面将再次提到)。

导星系统的微调,有的部分要在主光路系统初步调整的基础上进行,有的要在主光路系统调整完毕之后,还要反复一次。

记录栅狭缝和检查目镜(图 2.10 未画出)双丝的对应性已在实验室调好。调整导星系统和主光路系统的一致性时,可先以检查目镜的双丝为准,然后再进行更严格的调整(后面将详述)。

2. 主光路系统的调整

主光路系统包括真空镜筒里的光学部件和光电箱里的光学部件。关于这些部件的安装,说明书中均已详细说明。这里主要强调: 1. 记录栅位置的检查; 2. 角镜组和镜筒的调整; 3. 星象直径的调整。

(1) 记录栅位置的检查。记录栅除置放平正外,其前后位置要正确。如果记录栅左侧面没有与基准面靠紧,或一端有了松动,则由它分解出来的四束光(图 2.14 之 2,3,4,5)在调制盘齿(7)平面处间距并不相等,光束 3 与 4 的间距将大于或小于 2 与 3、4 与 5 的间距,因而影响到它们在法卜利透镜上的位置。发现这种情况,需将记录栅左侧面抵紧基准面,以使其端面法线与主付镜的光轴平行。同样,记录栅前后位置不正确,会使上述四光束平行地前移或后移,也影响到它们在法卜利透镜上的位置。

(2) 角镜组和镜筒的调整。这两部分的调整要统盘进

行,同时还涉及到光电箱的置平。在进行这部分的调整之前,需先将仪器转台置平。置平转台可通过调节其底坐下面的两个置平螺旋(图 2.10 之 13 示出其一)来达到。然后,可用一般水准器将角镜组大致置平(旋动其下面的调节螺旋)。在此基础上,就可根据恒星过等高圈时,两个星象(R 和 Hg)在检查目镜里错开的距离,再仔细调整角镜底下的“调水平螺旋”(图 2.10 未画出),使二者接近在一条直线上运动。进一步的精确调整下面还会提到。

角镜组的俯仰角度,影响到等高圈在记录栅中的投影位置,表现在两个星象进入记录区的先后上。根据电子计时仪的设计,要求两个象同时进入开门信号区,当一象位于 $0'1'$ 区间内,另一象通过 01 区间(图 2.16)。如果角镜组的俯仰角度不适当,就不能满足这个要求,需要调整角镜底下的“调俯仰螺旋”。

尔后就可以进行光电箱的置平。由于光电箱是固连在真空镜筒上的,前者的置平要调节镜筒下面的两个置平螺旋(图 2.10 之 30 示出其一),使光电箱的左右水平在 $3'$ 以内,前后水平在 $1'$ 以内。这种调整会使角镜组产生倾斜,因此需再次调节角镜组下面的两个调节螺旋,调动的数量与镜筒的调节相当,方向则相反。但由于这样的调动不可能很精确,还要根据两星象错开的距离及进入长信号区的迟早,重复对角镜组置平的调整。不过此时仅需要调节镜筒下面的两个置平螺旋,而对光电箱置平的影响不大。由于外界气温变化的影响,在一年中需要多次进行角镜组俯仰角度的调整,特别是对于新仪器,有时一夜间就可能要调一、两次。

(3) 星象直径的调整。在第三章里曾经指出,合理选用星象直径,既对提高信噪比有利,又不致过多地引入迟滞差变化的影响。从前面的计算可知,将星象直径取为记录栅格宽

的 70% 至 80% 是适宜的。星象直径与记录栅格宽的比值, 可根据星光信号波形来估算。对于这种估算, 通常不用它们的合成波形, 而用某个象的单路光, 即反射光或透射光 (图 2.14 之 2, 3 或 4, 5), 确定用某一路光时, 另一路要挡去 (比如用 2, 3, 则挡去 4, 5, 或者相反)。

在进行这一步调整时, 最好先确定系统焦点在记录栅里的位置, 即确定焦点在分象面之前还是之后。这一点可通过星象直径的变化与系统焦点在记录栅内移动的方向来判断: 当逆时针转动调焦杆 (副镜后退, 焦点后移) 时, 星象直径变大, 为焦前象; 星象直径变小, 则为焦后象。当顺时针转动调焦杆 (副镜前进, 焦点前移) 时, 星象直径变大为焦后象, 变小为焦前象。同时在此过程中, 可估计出当焦平面位于记录栅分象面处时, 调焦杆的读数 (可称为焦点象读数)。

从图 2.14 可以看出, 使用焦后象, 星象在狭缝处的横截面比较小, 占据狭缝的范围小, 有利于导星。若使用焦前象 (焦点移到分象面之后), 星象在狭缝里占据的范围变大, 减小了恒动跟踪允差的范围。因此, 取焦后象对恒动跟踪是有利的。

调焦杆顶端螺旋上的刻度分划格值对应星象直径的变化为 10μ 。知道了调焦螺旋的焦点象读数, 可由此数值起将调焦螺旋顺时针转动 15—16 格, 星象直径将变为 160μ 左右, 且为焦后象。为了提高星象直径的估计精度, 可将星象直径变大、变小 $20—30\mu$, 多次利用不同直径的星象波形来估计其直径。最后取不同直径的平均效果作为确定星象直径和调焦螺旋对应关系的依据。星象直径确定以后, 即可松开调焦螺旋的止动, 并转到读数为 16 左右, 此读数的 10 倍即等于星象直径的大小 (以 μ 为单位), 最后就止动在此读数上。

这里再补充说明精确调整角镜组水平和导星双丝与记录

栅狭缝对应性的方法。

由图 2.14 可以看出,即使采用焦后象,由于 R 象和 Hg 象有一交角,它们在狭缝平面上占据的范围,可能会几倍于在该处的星象直径,从而影响到记录栅狭缝的有效宽度。为了避免这一点,可以调动镜筒下面的左右水平调节螺旋,使二光束在狭缝处重合相交。但这样的要求仅靠在检查镜里用目视判断,是无法达到的,需要在双线示波器上同时观察两个象的信号,才能比较满意地做到。方法如下:将二星象合成信号(图 2.15 之 c)同时接到双线示波器的两路输入,然后故意将恒星导向双丝的一边,观察示波器上二波形消失的先后,可据此判断二星象在狭缝处错开的距离及二者的相对位置,调节镜筒的水平调节螺旋,直至二路波形同时减小,同时消失为止。这样反复调整几次后,可将二星象在狭缝处错开的部分控制在几分之一星象直径的范围内。与此同时,可以检查导星双丝与记录栅狭缝是否严格对应,并进行调整。

3. 参考信号的调整

根据光电等高仪使用的相敏检波器的电路原理,参考信号幅度应远大于星光信号幅度,后者约为几伏,前者应为几十伏。参考信号幅度由参考信号灯(图 2.13 之 10)的亮度来决定,调节灯的亮度,可以得到所需要的参考信号电压幅度。另外,由图 2.15 之 c, d 可以看到,参考信号的相位和星光合成信号的相位,要么相同,要么相反,即它们的相位差为 0° 或 180° 。只有在这样的条件下,检波的效率才最高。具体检查和调整时,可将某一路(R 或 Hg)星光的交流合成信号及其对应的参考信号同时送给双线示波器的两路输入,比较它们的相位关系,并调节移相放大器(图 2.13 之 17, 18)中的电位器,使参考信号的相位前移或后移,以满足同相或反相的要

求。由于二路星光信号是彼此独立的，它们所对应的参考信号也是独立的，故应分别进行调整。实践表明，利用亮星的饱和和信号波形来调整会更方便些。

下面再简要地补充一点关于夜天光的平衡问题。

在 2.5 节的分析中已经提到，夜天光的影响是目前光电观测提高极限星等的主要障碍，减小记录栅所对应的背景光面积是提高观测星等的有效途径。但在记录栅分象面有效面积一定的情况下，平衡夜天光的影响也是十分重要的，特别在有月亮的夜晚天空背景光很强时，更是如此。

图 2.15 *a, b* 绘出了星象经过记录栅分象面后的透射光和反射光调制波形，它们分别对应恒星经过图 2.16 所示记录栅的透明部分和划斜线部分。实际上，图 2.15 *a, b* 所示波形的底部应包含有强的背景光信号，即波谷的底部并不为“0”，而是天空背景光的能量强度值。如果记录栅分象面透明部分的总面积与划斜线部分的总面积相等，或者它们所收集的天光能量相等，则在合成信号波形中显现不出它们的影响。实际上，由于天空背景光是随机变化的，变化的周期和频率都很复杂，因此不可能始终使这两部分的能量严格相等，它们的影响最终与星光抖动等影响叠加在一起，以很强的噪声干扰表现出来。另一方面，如果这两部分的天光面积或能量差异明显时，其影响就更严重，特别在有较强的月亮的夜间，有时可影响到月亮附近 4^m — 5^m 星的正常记录。由此可知，两部分夜天光的平衡是很重要的。为此，在记录栅狭缝前上方安置一螺丝，旋上或旋下此螺丝，可增加或减少反射（或透射）光天区的面积，以使它们彼此尽量接近相等。调整时，需将 *R* 象或 *Hg* 象信号的直流输出（图 2.15 *f*）送至慢扫描示波器上，观察有天空背景光时的背景噪声水平与无背景光时的“0”水平的差异，并旋动上述螺丝，直至该差异消失。这样的调整在满

月前后将望远镜对准月亮附近的强天光区域会更有效。但在实际调整时,有时会发现用 R 象调好的天光平衡,对 Hg 象不合适;而用 Hg 调好的,又对 R 不合适这种相互矛盾的现象。如果出现这样的矛盾,只能在由记录栅分象后(在调制盘齿之前)的四束光 2,3,4,5 中,置一特制挡光片,按照特定要求挡去其中某一束光的下端或上端的一部分,调整挡去部分的多少,使对两个象都能达到平衡。

主要参考书目

- [I] S. Débarbat et al, La Methode des Houte Egale en Astronomie, 1970.
- [II] В. В. Подабел, Фундаментная Астрономия, 1962.
- [III] 南京大学天文系: 时间工作(讲义)。
- [IV] A. Danjon, MN of Roy. Astron. Soc. 1958.
- [V] S. Débarbat, *Vistas in Astronomy*, 21 (1977), No. 1.
- [VI] A. Stoyko, Bibliographie Des Publications Ayant Rapport Avec L'Astrolabe Danjon Ou Avec D'Autres Astrolabes De Types Nouveaux (1948—1976), 1978.
- [VII] A. Stoyko, Premier Complément A La Bibliographie Des Publications Ayant Rapport Avec L'Astrolabe Danjon Ou Avec D'Autres Astrolabes De Types Nouveaux, 1980.